www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

10e JAARGANG No. 1, blz. 1-36 JANUARI 1948

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN RÖNTGENDIFFRACTIE-APPARAAT MET GEIGERTELLER

door J. BLEEKSMA *), G. KLOOS *) en H. J. DI GIOVANNI *).

539.26:535.322.1:539.16.08

Bij het diffractie-apparaat dat in dit artikel wordt beschreven en dat door de North American Philips Cy, Inc., geconstrueerd werd volgens de door H. Friedman aangegeven lijnen, tast men een diffractiespectrum af met behulp van een Geigerteller, in plaats van de gebruikelijke registratie van het diagram op een fotografische film. Aan de Geigerteller heeft Friedman een nieuwe, speciaal voor de meting van röntgenintensiteiten geschikte vorm gegeven. De teller wordt in een focusserende opstelling toegepast, waarbij een groot vlak preparaat wordt gebruikt (werkzaam oppervlak bijv. 2×1 cm²). Dank zij de buitengewoon hoge gevoeligheid van de telbuis, de grote effectieve helderheid van het röntgenfocus, dat onder een projectiehoek van slechts 1,5° wordt gebruikt, en het grote preparaatoppervlak dat tot de buigingsintensiteit bijdraagt, kan met een vermogen van de röntgenbuis van slechts 125 W worden volstaan. De meting van de intensiteit der buigingslijnen wordt bewerkstelligd *a*) door de stroomstoten te tellen die de binentredende röntgenquanta in de telbuis opwekken; een delingsschakeling maakt dit uitvoerbaar tot aantallen van enige duizenden quanta per seconde; of *b*) door met een milliamperemeter de gemiddelde waarde van de (versterkte) stroom te meten die door de telbuis vloeit; de meteraanwijzing kan automatisch worden geregistreerd, terwijl het spectrum continu wordt afgetast. Bij deze laatste methode verkrijgt men een registrogram dat rechtstreeks de relatieve lijnintensiteit als functie van de buigingshoek aangeeft. De snelheid van aftasting kan tussen wijde grenzen worden gevarieerd, evenals de periode waarover de gemiddelde waarde bij de stroommeting wordt gevormd. De bepaling der buigingshoeken en relatieve intensiteiten is nauwkeuriger en het scheidend vermogen voor naburige diffractielijnen beter dan bij de gebruikelijke fotografische methode (onder vergelijkbare electrische en meetkundige omstandigheden). Bovendien biedt het diffractieapparaat met Geigerteller aanzienlijke voordelen voor gevallen waarbij de nauwkeurige meting van slechts enkele lijnen wordt verlangd. Een meer gedetailleerde bespreking van de toepassing en de prestaties van het instrument zal later worden gegeven.

De toepassing van röntgendiffractiediagrammen voor chemische analysen, voor metallurgische onderzoekingen enz. heeft zich in de laatste 20 jaren zeer sterk uitgebreid. Oorspronkelijk slechts een belangwekkend physisch verschijnsel, is de buiging van röntgenstralen aldus een machtig hulpmiddel voor de industrie geworden. Vele voorbeelden van industriële toepassingen zijn reeds in artikelen in dit tijdschrift besproken [1]).

In feite is het sinds een aantal jaren duidelijk geworden dat de methode nog veel ruimere toepassingsmogelijkheden biedt dan op dit ogenblik gebruikt worden. De toepassing van de röntgendiffractie wordt in vele gevallen niet door de prestaties van de methode beperkt, maar voornamelijk door de tijd en kosten die haar practische uitvoering vergt.

In de laatste jaren nu is op het gebied der röntgendiffractie een veelbelovende nieuwe weg ingeslagen door de ontwikkeling van een nieuw instrument, het diffractie-apparaat met Geigerteller. Met dit instrument kunnen de gewenste inlichtingen in sommige gevallen aanzienlijk sneller worden verkregen dan met de gebruikelijke fotografische methode. Bovendien kunnen routine-metingen met dit instrument door betrekkelijk oppervlakkig geschoolde hulpkrachten worden uitgevoerd, terwijl tevens de nauwkeurigheid der uitkomsten in het algemeen beter is

*) North American Philips Company, Inc., New York, N.Y.

[1]) Zie de serie artikelen van W. G. Burgers in Philips techn. T. 1 (1936) en 2 (1937), het samenvattende artikel in 5, 161, 1940, en vervolgens een serie artikelen van J. F. H. Custers in Philips techn. T. 7 (1942).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan bij de ingeburgerde fotografische methoden. Hoewel het — met het oog op zekere beperkingen van de nieuwe methode — niet waarschijnlijk geacht kan worden dat de fotografische methode er door zal worden verdrongen, kunnen we toch veilig aannemen dat de industriële toepassing van de röntgendiffractie door dit instrument in belangrijke mate zal toenemen.

In hetgeen volgt zal een beknopte beschrijving van het principe en de bouw van het diffractieapparaat met Geigerteller worden gegeven. Het practische gebruik er van en een aantal speciale toepassingen zullen in een tweede artikel worden behandeld.

Korte inleiding over röntgendiffractie; de fotografische methode

De buiging van een röntgenstralenbundel aan een kristal kan worden beschreven als een reflectie, waarbij een der stellen roostervlakken, waarop de atomen gerangschikt zijn, als een spiegel fungeert (*fig. 1*). Voorwaarde voor het optreden van de reflectie is, dat de invalshoek (= reflectiehoek) Θ, de golflengte λ van de röntgenstralen en de afstand d van de opeenvolgende evenwijdige roostervlakken in het stel aan de bekende vergelijking van Bragg voldoen:

$$n\lambda = 2\,d \sin \Theta;$$

n is een geheel getal, dat de orde van de buiging aangeeft.

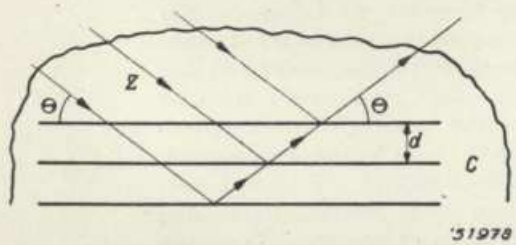


Fig. 1. De diffractie van een röntgenstralenbundel Z die op een kristal C valt, kan worden beschreven als een reflectie aan een stel roostervlakken, waarbij aan de betrekking van Bragg tussen de hoek Θ, de golflengte λ der stralen en de afstand d der evenwijdige roostervlakken moet zijn voldaan.

Bij een eenkristal van een materiaal kan men een aantal verschillende stellen roostervlakken onderscheiden, waarvan elk een bepaalde vlakkenafstand d en een bepaalde ligging in het kristal bezit. Gebruikt men röntgenstralen met één enkele golflengte, dan zal aan een gegeven roostervlak alleen dan een reflectie plaatsvinden, als het kristal een geschikte ligging ten opzichte van de röntgenbundel heeft, nl. met de vereiste hoek Θ tussen de bundel en het vlak. De intensiteit van de gereflecteerde bundel hangt dan nog af van de rangschikking, de soort en de dichtheid der atomen op het roostervlak en van de volmaaktheid van het kristal; verder ook van de absorptie der röntgenstralen in het materiaal.

Bij de meeste practische toepassingen is de te onderzoeken stof geen eenkristal, maar een polykristallijn materiaal, bijv. een poeder. Indien de kristalletjes in het poeder volkomen willekeurige liggingen bezitten, zal er steeds een aantal kristallieten aanwezig zijn die de vereiste ligging vertonen om een bepaald roostervlak als spiegel te doen fungeren, en die dan een buiging van de röntgenstralen in de bijbehorende richting Θ teweeg zullen brengen. Aangezien alleen de hoek Θ ten opzichte van de invallende bundel vastligt en verder wegens de willekeurige orientatie der kristallieten rotatiesymmetrie heerst, zullen de afgebogen röntgenstralen een kegel vormen met de recht doorgaande primaire bundel als as en met een halve openingshoek 2Θ. De gehele door het poederpreparaat afgebogen straling bevat een reeks van dergelijke, coaxiale kegels, die beantwoorden aan de verschillende roostervlakken in het kristal (*fig. 2*).

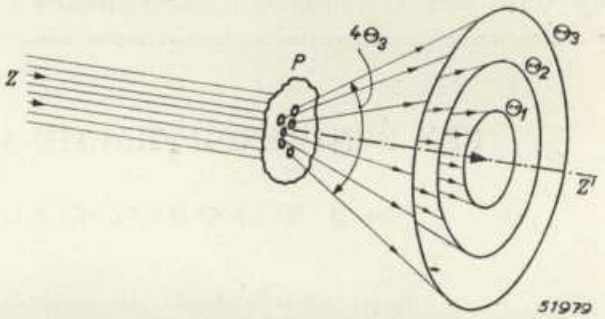


Fig. 2. Wordt een polykristallijn preparaat P met willekeurig georienteerde kristallieten in een monochromatische röntgenstralenbundel Z geplaatst, dan vormen de door geschikt gelegen kristallieten onder een hoek Θ afgebogen stralen een kegel met een halve openingshoek 2Θ en met de richting Z' van de primaire bundel als as. Verschillende roostervlakken (vlakkenafstanden d) geven aanleiding tot verschillende kegels.

Een bol, die we ons om het poederpreparaat heen gelegd denken, wordt door de kegels doorsneden volgens een reeks concentrische ringen met in het middelpunt een vlek, die door de primaire bundel wordt veroorzaakt. Leggen we een smalle filmstrook in een cirkel om het preparaat heen, dan zal aan weerskanten van de vlek in het midden een kort stukje van elke ring worden geregistreerd. Op deze wijze ontstaat het bekende diffractiediagram (Debije-Scherrer-diagram) van het preparaat (*fig. 3*).

Na deze beknopte recapitulatie van de grondslagen der röntgendiffractie behoeft de fotografische methode voor het opnemen van diffractiediagrammen weinig toelichting meer. De gewoonlijk gebruikte opstelling is in *fig. 4* weergegeven. Het preparaat bestaat bijv. uit een nauw cylindrisch buisje dat met het te onderzoeken poeder is gevuld en in de as van een cylindrische camera is geplaatst. Uit de röntgenstralen, die van de anode van een röntgenbuis uitgaan, wordt door twee fijne openingen van bijv. 0,5 mm diameter een smalle

Fig. 3. Fotografisch opgenomen diffractiediagram van een preparaat. De „lijnen" (ringen) zijn de doorsnijdingen van de, in fig. 2 getekende, reeks van kegels met de fotografische film. (De schaduw langs de linker benedenrand is door een dun nikkel-filter teweeggebracht; hierdoor kunnen in het met koperstraling opgenomen diagram de ongewenste $K\beta$-lijnen worden geïdentificeerd. Vgl. noot [8]).)

bundel gevormd; deze bundel treedt de camera binnen en valt op het preparaat. Tegen de binnenomtrek van de cylindrische camerawand wordt een film gelegd. Bij de normale camera's zijn, ter verkrijging van diffractiebeelden met voldoende zwarting, belichtingstijden nodig, variërend tussen 15 minuten en meer dan 10 uren. In gevallen waar men de relatieve inten-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

siteiten van de buigingslijnen nauwkeurig wil weten (zoals bijv. voor de kwantitatieve analyse van mengsels), moet de zwarting van het fotografisch opgenomen buigingsbeeld met een microfotometer worden gemeten.

Het is hier niet de plaats om over de verschillende soorten inlichtingen uit te weiden die uit de ligging, de intensiteit en de gedaante van de lijnen in het buigingsbeeld kunnen worden afgelezen [2]). Wij beperken ons tot een enkel voorbeeld: de identificatie van stoffen door de methode die de Amerikanen heel aanschouwelijk als „fingerprint method" aanduiden. Doordat het kristalrooster, met zijn karakteristieke roostervlakkenafstanden en de bijbehorende buigingsintensiteiten, voor elke stof anders is, zijn de buigingsbeelden van twee stoffen nooit precies gelijk. Zo kan een stof ondubbelzinnig geïdentificeerd worden met behulp van de roostervlakkenafstanden die uit een aantal lijnen van zijn buigingsbeeld worden afgeleid. Voor de meest voorkomende stoffen heeft de American Society for Testing Materials een catalogus samengesteld, waarin de stoffen gerangschikt zijn volgens hun drie sterkste buigingslijnen (als het ware vingerafdrukken van de stof). Zulk een catalogus levert een eenvoudig middel voor de chemische identificatie en voor de analyse van mengsels.

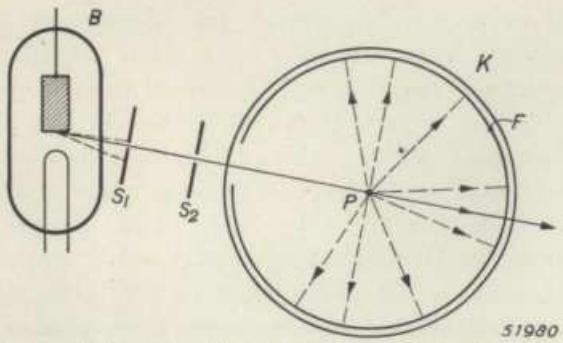


Fig. 4. Voor het fotografisch opnemen van het diffractiediagram van een poederpreparaat wordt gewoonlijk een cylindrische camera gebruikt. Uit de röntgenstralen die de röntgenbuis B uitzendt, wordt door de nauwe openingen S_1, S_2 een smalle bundel gevormd, die de camera K binnentreedt, op het dunne cylindrische preparaat P valt en in verschillende richtingen afgebogen wordt naar de filmstrook F.

Grondslagen van het diffractie-apparaat met Geigerteller

Bij de fotografische methode voor het diffractieonderzoek worden de plaatselijke stralingsintensiteiten gemeten door de zwarting van een fotografische film. Er bestaan andere, in sommige gevallen doelmatiger, hulpmiddelen voor stralingsmetingen; één hiervan is de Geigerteller, zie *fig. 5*. Wordt een enkel röntgenquantum in een dergelijke telbuis geabsorbeerd, dan maakt het een foto-electron vrij, dat een korte ontlading in het gas tussen de draadvormige anode en de omgevende cylindrische kathode teweeg brengt. Door de korte stroomstoten te tellen die de geabsorbeerde quanta in de buis opwekken, verkrijgt men een maat voor het aantal quanta dat per seconde op de buis valt, d.i. dus voor de stralingsintensiteit.

Een uitvoeriger bespreking van de eigenschappen van de Geigerteller, en van zijn aanpassing aan ons speciale doel, zal hieronder worden gegeven.

Terwijl de fotografische film alle afgebogen stralen tegelijkertijd optekent, kan de Geigerteller slechts telkens de (gemiddelde) intensiteit op één plek meten, nl. ter plaatse van het venster waar de röntgenstralen de buis binnentreden. Derhalve moet de telbuis langs de cirkel worden verschoven waarop anders de film zou worden aangebracht, en de intensiteiten bij verschillende buigingshoeken moeten de een na de ander worden gemeten. Het gelijktijdig registreren van het gehele spectrum van buigingslijnen kan men als een wezenlijk voordeel van de fotografische film beschouwen — voor sommige doeleinden is het inderdaad een voordeel van doorslaggevend belang —, doch in het algemeen wordt dit ruimschoots gecompenseerd door de grotere gevoeligheid van de Geigerteller. Om een voldoende filmzwarting teweeg te brengen, moet op de film een stralingsenergie (met een golflengte van 1,5 Å) van ongeveer 2 erg per cm² vallen, terwijl voor het aantonen van een enkele lijn met de Geigerteller bijv. met $4 \cdot 10^{-4}$ erg per cm² kan worden volstaan (de intensiteitsmeting is dan tot op 5% nauwkeurig).

Fig. 5. Geigerteller voor stralingsmetingen. In de as van een cylindrische electrode, die deel uitmaakt van de buiswand, bevindt zich een rechte draad als tweede electrode. De draad wordt op een hoge positieve potentiaal ten opzichte van de cylinder gebracht. De afgebeelde vorm is speciaal ontwikkeld voor het meten van röntgenintensiteiten.

Een plaatselijke stralingsmeter zoals de Geigerteller wordt het voordeligste gebruikt in een focusserende opstelling. Dit wordt door *fig. 6* toegelicht. In plaats van het eerder vermelde, smalle, cylindrische preparaat, neemt men een vlak preparaat van behoorlijke afmetingen, bijv. 2×1 cm². Een divergerende röntgenbundel, die van de spleet A uitgaat, bestraalt dit preparaat, bijv. onder een

[2]) Zie hiervoor bijv.: W. G. Burgers, Philips techn. T. 5, 161, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoek Θ. Beschouwen we alleen de kristalletjes die (met een voor reflectie geschikte orientatie) aan het oppervlak van het preparaat liggen, dan zien we, dat de onder een hoek Θ gereflecteerde stralen van

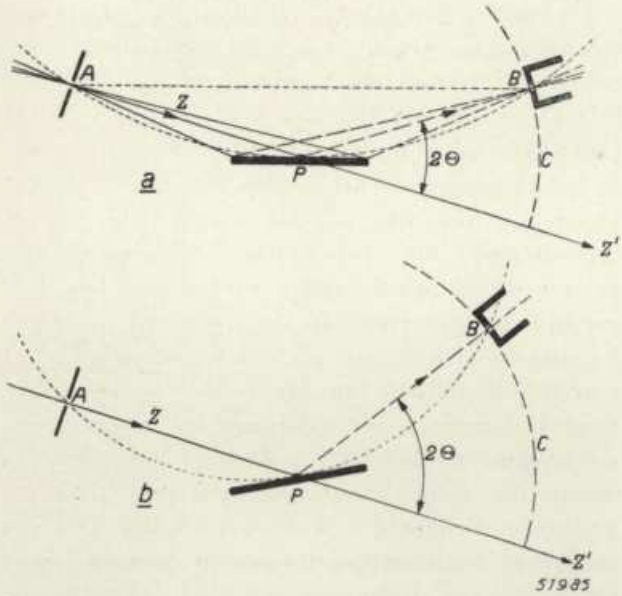


Fig. 6. Focusserende opstelling. Een divergerende röntgen bundel Z, die van de spleet A komt, bestraalt het vlakke preparaat onder een hoek Θ (de as van het preparaat bevindt zich bij P). Alle stralen (gestippelde lijnen) die door geschikt georienteerde kristallieten aan het oppervlak worden gereflecteerd onder de hoek Θ, komen bij goede benadering in een enkele lijn (geprojecteerd in punt B) bijeen. Hier staat de ingangsspleet van de Geigerteller. Beweegt men de telbuis langs de cirkel C om P heen, teneinde opeenvolgende hoeken (2Θ) af te tasten, dan moet het vlakke preparaat zodanig om de as P gedraaid worden dat het altijd de focusseringscirkel, die door de punten A, P en B gaat, blijft raken (vergelijk de figuren a en b).

alle punten van het preparaat bij zeer goede benadering samenkomen in een enkele lijn, geprojecteerd in punt B in fig. 6. Hier bevindt zich het ingangsvenster van de Geigerteller. De „focussering" in B zou volmaakt zijn, indien het preparaat gekromd was, zodanig dat het op de cirkel door de drie punten A, B, P (de as van het preparaat) aansloot: alle hoeken, staande op de boog AB in deze „focusseringscirkel", zijn even groot, en dit geldt dus ook voor de waarden van de hoek Θ voor alle combinaties van, door A en B gaande, invallende en gereflecteerde stralen. De afwijking van het vlakke preparaat ten opzichte van de focusseringscirkel doet, binnen zekere grenzen, geen kwaad, maar natuurlijk is het wel noodzakelijk, dat het preparaat zo goed mogelijk bij de cirkel aansluit, dwz. een raaklijn van deze cirkel volgt. Daarom moet het preparaat, als de Geigerteller (dwz. punt B) langs de aftastcirkel C om de preparaat-as P wentelt, met de halve hoeksnelheid van de teller draaien: zodoende blijft voortdurend de spiegelstand van het preparaat tussen de punten A en B gehandhaafd, hetgeen noodzakelijk is voor de bovengenoemde aanrakingsvoorwaarde.

Bij de gebruikelijke, niet focusserende opstelling met een cylindrisch preparaat hebben de verkregen diffractielijnen een breedte die vergelijkbaar is met de diameter van het preparaat. Derhalve moet het preparaat (en daarmee de bestralende röntgenbundel) zeer smal worden gemaakt om een voldoende scheiding van de lijnen op de film te verkrijgen, terwijl men voor het snel optekenen van de buigingslijnen juist met dikke preparaten en dienovereenkomstig brede bundels zou willen werken. Het grote vlakke preparaat dat bij de focusserende opstelling wordt gebruikt, ontvangt en reflecteert ongeveer 10 tot 20 maal zoveel straling als de cylindrische preparaten in de gebruikelijke fotografische techniek.

De aandacht moge nog even op het volgende worden gevestigd. Bij de focusserende opstelling is vooronderstelld, dat de afgebogen röntgenstralen die tot de gemeten buigingsintensiteiten bijdragen, uitgaan van passend georienteerde kristallieten in een zeer dun preparaatlaagje. Het preparaat kan op verschillende wijzen zeer dun worden gemaakt. In gevallen waar met een tamelijk dik preparaat moet worden gewerkt, zal de afgebogen energie die door kristallieten dieper in het preparaat (en dus ver verwijderd van de focusseringscirkel) wordt bijgedragen, een zekere vergroting van de lijnbreedte veroorzaken. Dit punt zal nog in het tweede artikel ter sprake komen.

Het principe dat in dit hoofdstuk werd beschreven, nl. het gebruik van een plaatselijke stralingsmeter in een focusserende opstelling, is niet nieuw. Het is reeds in 1913 door Bragg [3]) bedacht en in toepassing gebracht. Bragg gebruikte echter een ionisatiekamer als stralingsmeter. Daar dit instrument slechts een geringe gevoeligheid bezit en het werken er mee vrij lastig is, kon de methode toenmaals niet met de fotografische methode concurreren en werd zij nooit op grote schaal toegepast. De nieuwe vlucht, die de methode thans genomen heeft, is dan ook in hoofdzaak te danken aan de vervanging van de ionisatiekamer door de Geigerteller — een instrument, dat men vroeger alleen in physische laboratoria aantrof en dat daar o.a. veel voor experimenten met kosmische stralen werd gebruikt, maar dat zich sindsdien tot een betrouwbaar, robuust en toch buitengewoon gevoelig apparaat heeft ontwikkeld. De genoemde overgang tot de Geigerteller hebben wij te danken

[3]) W. H. Bragg, Proc. Roy. Soc. A **88**, 428-438, 1913. In dit artikel werd de toepassing van de opstelling voor eenkristallen beschreven; de toepassing voor poedervormige preparaten beschreef Bragg in Proc. Phys. Soc. **33**, 222-224, 1921.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aan H. Friedman [4]), die ook de constructie van de telbuis wijzigde om deze speciaal gevoelig te maken voor de röntgenstralen die bij diffractie-onderzoekingen worden toegepast. Friedman's ideeën werden door de North American Philips Company, Inc., in een practische vorm gebracht; zo ontstond het diffractie-apparaat dat we nu in het volgende hoofdstuk willen beschrijven.

Algemene beschrijving van het toestel

De opstelling

De opstelling der onderdelen in het toestel ziet men in *fig. 7* en *8*. De röntgenstralenbron (focus der röntgenbuis) en de ingangsspleet van de Geigerteller bevinden zich beide op 13 cm afstand van de as van het preparaat. De breedte van de spleet S_1 bepaalt de divergentie van de primaire röntgenstralenbundel; zij kan zo gekozen worden dat bij een buigingshoek van bijv. $\Theta = 15°$ een oppervlak van 2×1 cm² van het preparaat wordt bestraald. Vóór de Geigerteller bevindt zich de ingangsspleet S_2, die nauw gemaakt moet worden om een groot scheidend vermogen voor naburige diffractielijnen te verkrijgen. Anderzijds wordt er met een bredere spleet meer afgebogen straling in de telbuis opgevangen en kunnen de metingen bespoedigd worden. Als een geschikt compromis voor de meestal voorkomende problemen kan men de ingangsspleet een breedte van 0,25, 0,5 of 1,0 mm geven.

De telbuis is op een aftast-arm aangebracht, die om de as van het preparaat kan draaien. De stand van de arm (hoek 2Θ, het dubbele van de reflectiehoek volgens Bragg) wordt op een goniometerschaal en een knop voor de fijne instelling afgelezen, die in honderdste graden verdeeld is. De preparaathouder is door een tandwielaandrijving met de aftast-arm gekoppeld, zodanig dat hij met de halve hoeksnelheid van de telbuis draait, hetgeen immers voor de boven beschreven focussering vereist is. Het mechanisme heeft nagenoeg geen speling, zodat een instelling met een nauwkeurigheid van $\pm$ 0,01° kan worden gereproduceerd. De nauwkeurige onderlinge plaatsing van de preparaathouder en de goniometerschaal wordt met behulp van een kwarts-eenkristal bewerkstelligd waarvan het voor de diffractie gebruikte oppervlak evenwijdig aan een bepaald roostervlak (met nauwkeurig bekende roostervlakkenafstand d) gesneden is.

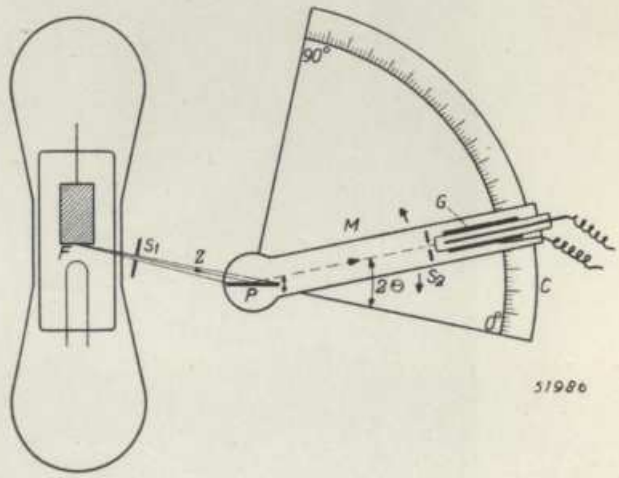


Fig. 7. Opstelling der onderdelen van het diffractie-apparaat met Geigerteller. De divergentie van de röntgenstralenbundel Z, die van het kleine focus F uitgaat, wordt geregeld met de spleet S_1. De spleet S_2 bepaalt de breedte en hoogte van de afgebogen bundel die in de Geigerteller G binnengelaten wordt. De teller is op een goniometer-arm M gemonteerd en kan over de cirkel C worden bewogen, waarlangs een van 0° tot 90° lopende schaal aangebracht is die de hoek 2Θ aangeeft (Θ = buigingshoek volgens Bragg). De preparaathouder P is zodanig met de goniometer-arm gekoppeld dat hij met de halve hoeksnelheid meedraait.

Het focus

We hebben gezien dat het focus van de röntgenbuis zelf als meetkundige oorsprong van de divergente bundel fungeert die op het preparaat valt. Bij een vroeger gekozen oplossing werd deze oorsprong door een smalle spleet gevormd, die door een groot focus werd bestraald. Klaarblijkelijk is de thans toegepaste manier economischer, wat betreft het gebruik maken van de röntgenenergie. De afmetingen van het focus moeten in dit geval zeer klein zijn. De voorwaarde van een voldoende scheidend vermogen voor de meeste practische doeleinden laat een breedte van het focus van 0,25 mm toe, terwijl de hoogte van het focus, welke afmeting evenwijdig staat aan de „lijnen" in het diffractiediagram, betrekkelijk groot mag zijn, bijv. 2,5 mm. Deze afmetingen gelden echter voor het „schijnbare" focus, d.i. de projectie van het focus in de richting van de nuttige röntgenbundel. De werkelijke focusbreedte kan veel groter gemaakt worden door de nuttige bundel schuin uit het anode-oppervlak te laten komen. Dit betekent een be-

[4]) H. Friedman, Geiger counter spectrometer for industrial research, Electronics, April 1945, p. 132-137. Dit toestel, dat reeds de belangrijkste bijzonderheden bevat die men in de thans te beschrijven uitvoering vindt, werd in het Naval Research Laboratory te Washington gebouwd. Het ontstond als een verdere ontwikkeling van speciale röntgendiffractie-toestellen die, met behulp van ontwerpen van Friedman, door de North American Philips Cy werden gebouwd en die tijdens de oorlog op grote schaal werden toegepast voor de nauwkeurige justering van kwartskristallen bij het zagen van oscillatorplaten; zie W. Parrish en S. G. Gordon, Precise angular control of quartz-cutting by X-rays, Amer. Mineralogist **30**, 326-436, 1945.— Een onafhankelijke ontwikkeling van soortgelijke gedachten heeft blijkbaar in Duitsland in het begin van de oorlog plaats gehad: R. Lindemann en A. Trost, Das Interferenz-Zählrohr als Hilfsmittel der Feinstrukturforschung mit Röntgenstrahlen, Z. Physik **115**, 456-468, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

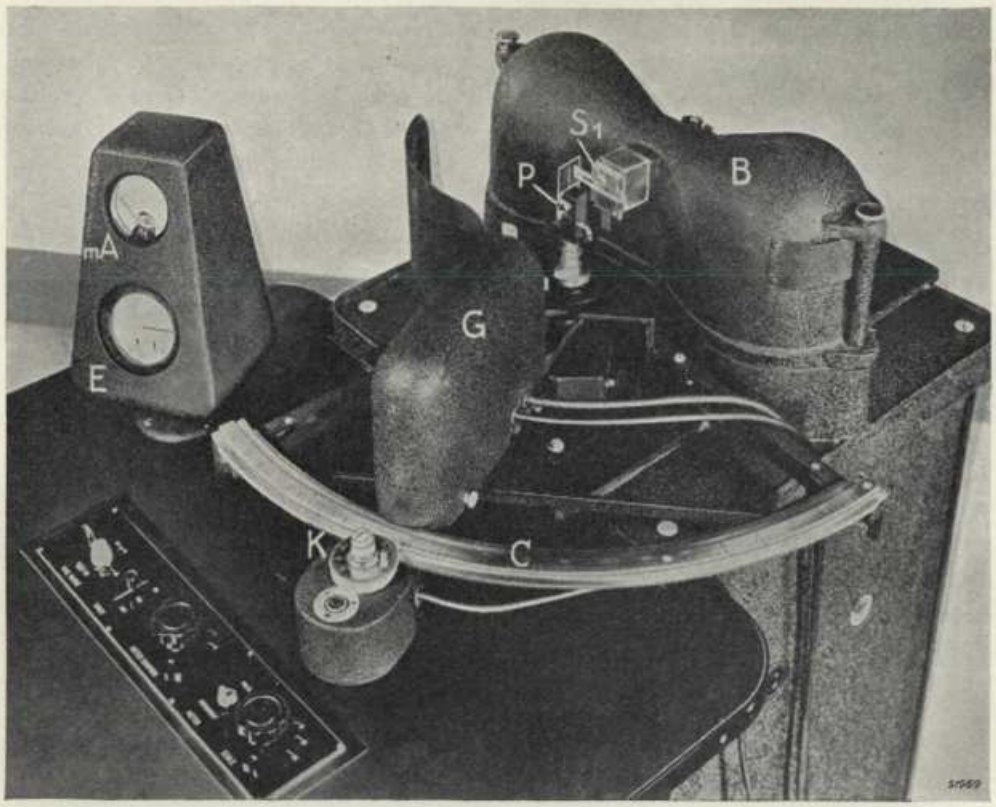


Fig. 8. Foto van de dekplaat van het diffractie-apparaat met Geigerteller. Hierop is de plaatsing van de röntgenbuis B, de spleet S_1, de preparaathouder P, de telbuis G en de goniometerschaal C te zien. K is de draaiknop waarmee de telbuis langs de schaal wordt bewogen; mA en E zijn de hieronder te bespreken instrumenten voor het aflezen van de buigingsintensiteiten.

langrijke vergroting van de bundelintensiteit [5]). In ons geval is de verkregen intensiteit ongeveer 35 maal zo groot als in de richting loodrecht op de anode, doordat de bundel de buitengewoon kleine hoek van 1,5° met het anode-oppervlak insluit: de werkelijke breedte van het focus bedraagt in dit geval 7 mm, de schijnbare breedte 0,2 mm (*fig. 9*).

Aangezien de grote hoogte van 2,5 mm voor de bron van de röntgenbundel (focusafmeting loodrecht op het vlak van tekening van fig. 7) alleen toelaatbaar is wanneer deze afmeting evenwijdig aan de diffractielijnen staat, is het duidelijk dat de as van een röntgenbuis van de gebruikelijke constructie in het vlak moet liggen waarin de telbuis zich bij het aftasten beweegt. Legt men de goniometerschaal gemakshalve horizontaal, dan zal dus ook de röntgenbuis horizontaal moeten worden opgesteld (vgl. fig. 7 en 8). Dit brengt mede dat de goniometercirkel tot een hoek van $2\Theta = 90°$ beperkt moet blijven, aangezien het omhulsel van de röntgenbuis de beweging van de telbuis tot nog noemenswaardig grotere hoeken belet.

De zeer kleine hoek tussen het anode-oppervlak en de nuttige röntgenstralenbundel maakt een uiterst zorgvuldig vlak polijsten van het oppervlak nodig: de kleinste oneffenheden zouden reeds delen van de bundel kunnen onderscheppen. Gedurende de levensduur van een röntgenbuis ontstaat gewoonlijk een zekere ruwheid van het anode-oppervlak ten gevolge van de verdamping van materiaal uit het hete focus. In ons geval blijft deze ruwheid echter onmerkbaar klein, dank zij de zeer geringe

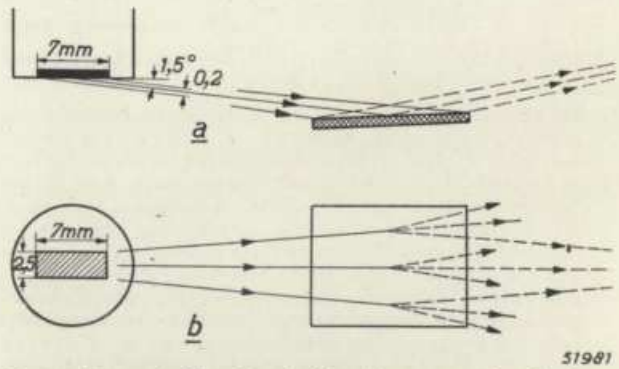


Fig. 9. *a*) De werkelijke „breedte" van het röntgenfocus is 7 mm, terwijl de schijnbare breedte, dank zij de zeer kleine projectiehoek van 1,5°, slechts 0,2 mm bedraagt. *b*) De schijnbare „hoogte" van het focus, die evenwijdig aan de diffractielijnen (en aan de ingangsspleet van de Geigerteller) staat, is gelijk aan de werkelijke hoogte, d.i. ongeveer 2,5 mm.

[5]) Zie bijv. Philips techn. T. **3**, 265, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

specifieke focusbelasting. Wegens de grote gevoeligheid van het meettoestel en de grote intensiteitswinst door de focusserende opstelling is nl. een vermogen van slechts 125 W van de röntgenbuis reeds voldoende. De specifieke belasting van het $2{,}5 \times 7$ mm² metende focus bedraagt derhalve slechts ongeveer 7 W/mm², terwijl in door water gekoelde röntgenbuizen van groot vermogen specifieke belastingen van 60 tot 80 W/mm² heel gewoon zijn.

De röntgenbuis

De röntgenbuis wordt gevoed met wisselspanning van 35 kV (topwaarde) en een (gemiddelde) stroom van 5 à 6 mA. Het geringe vermogen van 125 W kan gemakkelijk door koeling met lucht in plaats van de gebruikelijke koeling met water worden afgevoerd — een zeer welkome vereenvoudiging voor het practische werk. De gloeistroom en de buisspanning worden door een stabilisator geleverd. Bovendien is er een inrichting om een verlopen van de gloeistroom tijdens het warm worden te corrigeren. Deze voorzorgen zijn nodig, omdat de diffractielijnen van een diagram hier niet gelijktijdig, maar de een na de ander worden gemeten; de intensiteit van de primaire röntgenbundel moet dus gedurende de gehele duur van het aftasten constant worden gehouden, teneinde fouten in de relatieve lijnintensiteiten te vermijden.

Zoals voor röntgendiffractie-onderzoekingen gebruikelijk is, kan de röntgenbuis gemakkelijk verwisseld worden, om een geschikt antikathodemateriaal voor het focus te kunnen kiezen. Op dit ogenblik zijn buizen met molybdenium-, koper- of ijzer-antikathode verkrijgbaar, die de karakteristieke straling met golflengten van respectievelijk 0,7107, 1,5418 en 1,9373 Å van deze elementen leveren (gewogen gemiddelde van de $K\alpha_1$ en $K\alpha_2$-lijnen). Voor vrijwel alle belangrijke preparaten kan aldus een straling met voldoend grote golflengte worden gekozen om het aanslaan van de eigen karakteristieke straling (fluorescentie) van de atomen in het preparaat te vermijden, hetgeen een ongewenste versterking van de continue achtergrond van het diffractiediagram zou veroorzaken.

Schakelingen voor de intensiteitsmetingen

De stroomstoten die de aankomende röntgenquanta in de Geigerteller veroorzaken, worden in twee versterkertrappen voorversterkt, waarna zij in een derde trap worden geëgaliseerd. Dit betekent, dat zij alle een bepaalde gedaante krijgen, onafhankelijk van de duur en de sterkte van de ontladingsstoten in de telbuis, welke enigszins kunnen variëren. Het aantal stoten dat per seconde wordt geproduceerd en dat als maat voor de röntgenintensiteit dient, kan op twee manieren worden bepaald:

a) Het apparaat bevat een mechanisch telwerk, van het soort dat voor het tellen van telefoongesprekken wordt gebruikt. Dit wordt in beweging gebracht door een relais, waaraan de stroomstoten worden toegevoerd (*fig. 10*). Ten gevolge van de traagheid van het mechanische telwerk is zijn scheidend vermogen voor opeenvolgende stroomstoten beperkt tot ongeveer 60 per seconde. Om van het veel hogere scheidend vermogen van de Geigerteller zelf (enige duizenden stoten per seconde) profijt te kunnen trekken, is een deel-schakeling tussen de telbuis en het telwerk aangebracht. Deze schakeling bestaat uit een aantal van de welbekende halveringsschakelingen (scale-of-two) in serie. Elk van deze

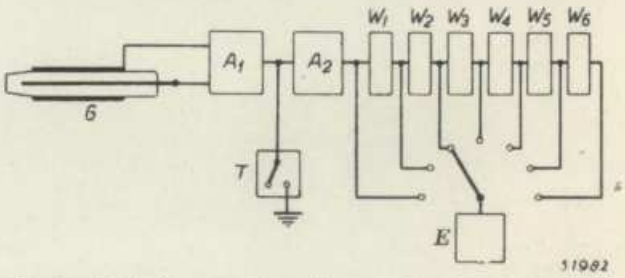


Fig. 10. Schakeling voor het tellen van de stroomstoten in de Geigerteller G. De stoten worden in A_1 voorversterkt, daarna in A_2 nog eens versterkt en geëgaliseerd, en in het electromechanische telwerk E (zie ook fig. 8) geteld. Komen er in de buis meer dan 60 stoten per seconde, dan reduceert men het aantal stoten aan het telwerk door tussenvoeging van een aantal halverings-schakelingen $W_1 \ldots W_6$; de maximale reductiefactor is 64. De tijdsduur waarover de telling zich uitstrekt, wordt met de tijdschakelaar T ingesteld.

halverings-schakelingen [6]) bevat twee dubbele trioden, die in principe zo geschakeld zijn dat op ieder ogenblik slechts één van beide stroom kan doorlaten en dat een spanningsstoot van bepaalde polariteit de beide buizen van rol doet verwisselen; daardoor treedt aan de uitgang van de schakeling één impuls (van gegeven polariteit) op voor telkens twee impulsen, die aan de ingang aankomen. In ons geval zijn zes dergelijke halverings-systemen aanwezig. Het uitgangssignaal van het laatste systeem bestuurt een relaisbuis die de stroomstoten aan het relais van het mechanische telwerk doorgeeft.

Voor het meten van hoge intensiteiten wordt de maximale delingsfactor van $2^6 = 64$ toegepast, voor lagere intensiteiten kunnen kleinere factoren

[6]) De eerste inrichting van dit soort, waarbij relaisbuizen werden gebruikt, is ontwikkeld door C. E. Wynn-Williams: A thyratron „scale-of-two" automatic counter, Proc. Roy. Soc. A **136**, 312-324, 1932. Een recente en veelvuldig toegepaste uitvoering van een telsysteem op deze grondslag is beschreven door H. Lifschutz, A complete Geiger-Müller counter system, Rev. Sci. Instr. **10**, 21-26, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden gekozen door een aantal van de halveringsschakelingen buiten werking te laten. Vaak zal het voldoende zijn de stroomstoten te tellen die gedurende een periode van bijv. een halve minuut optreden. De tijdsduur waarover de telling zich uitstrekt, wordt door een tijdschakelaar geregeld, die op het gewenste tijdstip de toevoer van de impulsen aan het telwerkrelais afsnijdt, en die op een continu variabele telperiode tot maximaal 64 sec kan worden ingesteld. De standen van 64, 32 en 16 sec zijn speciaal aangegeven, daar bij deze telperioden het getelde aantal impulsen direct het aantal per seconde aangeeft, indien men respectievelijk 6, 5 of 4 halverings-eenheden in gebruik heeft.

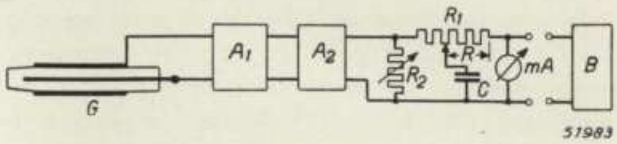


Fig. 11. Schakeling voor het meten van de gemiddelde waarde van de stroom die door de Geigerteller vloeit. De versterkte en geëgaliseerde stroomstoten worden aan een condensator C toegevoerd (de weerstand R_2 dient voor de instelling van de impulshoogten), welks spanning nagenoeg evenredig met het aantal stoten per seconde stijgt. Deze spanning wordt gemeten door de lekstroom die door het regelbare gedeelte R van de weerstand R_1 vloeit en die op de milliamperemeter mA (zie ook fig. 8) wordt afgelezen. De meteraanwijzing kan ook met een afzonderlijk opgesteld registreerapparaat worden opgetekend.

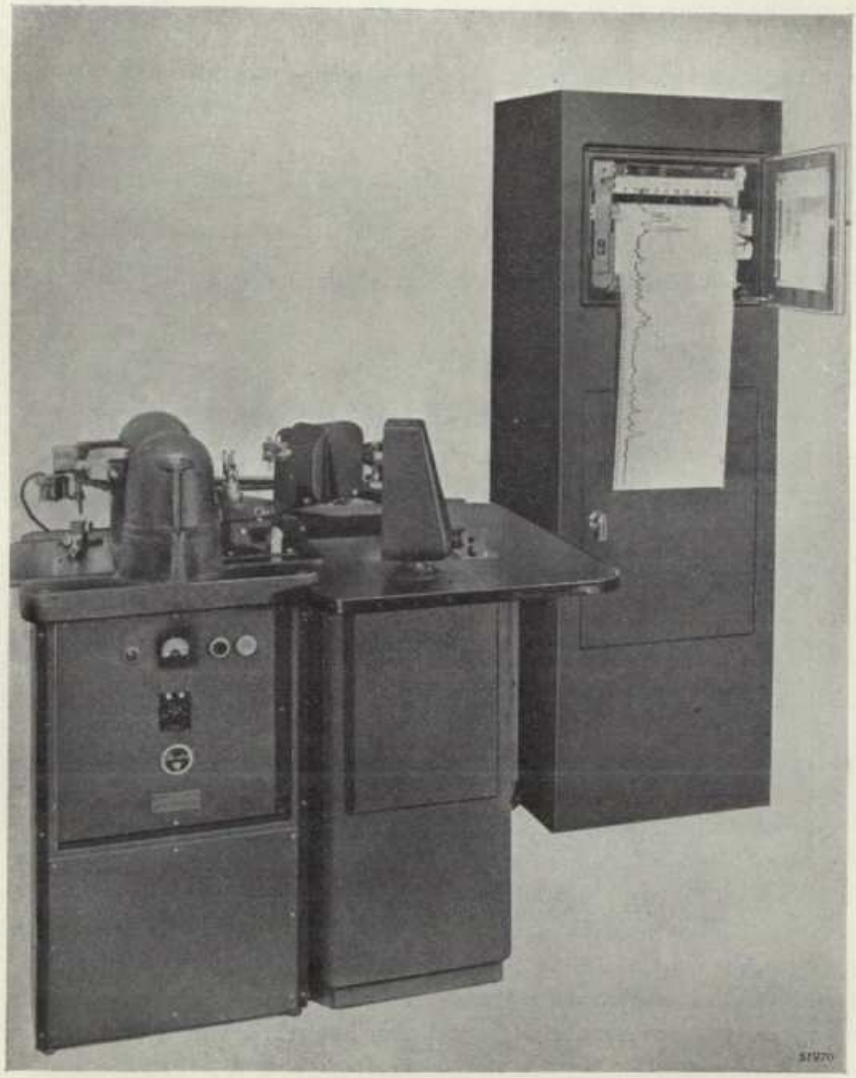


Fig. 12. Het diffractie-apparaat met Geigerteller en het registreerapparaat.

b) Het aantal per seconde aankomende quanta kan ook worden bepaald door meting van de gemiddelde stroomsterkte aan de uitgang van de versterker. Deze stroom laat men een condensator C laden, waaraan een weerstand R parallel staat (*fig. 11*). Binnen zekere grenzen is de spanningstoeneming op C evenredig met het aantal ontladingsstoten per seconde, dank zij het feit dat alle stoten wegens de eerder vermelde egalisatie gelijke bij-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dragen leveren, en dank zij een geschikte dimensionnering van het circuit (nl. zo, dat de spanningsverhoging door één der stoten nagenoeg onafhankelijk is van de op C reeds aanwezige spanning). Daar de lekstroom door R evenredig is met de spanning op C, geeft een in serie met R geschakelde milliamperemeter onmiddellijk de röntgenintensiteit aan die op de Geigerteller valt.

De aanwijzing van de milliamperemeter kan met een registreertoestel op een continu voortbewogen papierstrook worden opgetekend (*fig. 12*), terwijl de Geigerteller over de goniometerschaal wordt bewogen. Voor de beweging van de Geigerteller dient een kleine synchroonmotor. Daar de papierstrook van het registreertoestel eveneens door een synchroonmotor wordt aangedreven, bestaat er een bepaald verband tussen de abscissen op de papierstrook en de diffractiehoeken, en de geregistreerde curve is dus rechtstreeks een beeld van de intensiteitsverdeling in het diffractiediagram (*fig. 13*). De tijd voor het aftasten van een hoek $2\Theta = 90°$ kan tussen 45 minuten en 6 uren worden gevarieerd. Hiervoor is de genoemde kleine synchroonmotor verwisselbaar gemaakt. Het gewenste motortje uit de beschikbare reeks wordt op de draaiknop (K in fig. 8) gezet waarmee de beweging van de goniometerarm bewerkstelligd wordt. (Deze oplossing is eenvoudiger dan het gebruik van één vaste motor met een variabele tandwieloverbrenging.)

De intensiteit die de milliamperemeter aanwijst, is een gemiddelde waarde, en wel gemiddeld over een tijdsduur die van het product $R{\cdot}C$ van de bovenbeschreven schakeling afhangt. Nu is bij het werken met Geigertellers een der belangrijkste punten — dat in het later te publiceren tweede artikel ook nog uitvoeriger zal worden besproken — de statistische verdeling van de aankomsttijd der röntgenquanta die in de telbuis worden geabsorbeerd. De hieruit voortvloeiende fluctuaties in de stroomsterkte zullen een onzekerheid in de ligging van de intensiteitspiek van een buigingslijn veroorzaken, indien men, bij een gegeven aftastsnelheid, de tijd waarover het gemiddelde van de stroom gevormd wordt (RC-tijd), te kort maakt. Anderzijds zullen bij toepassing van een zeer lange RC-tijd klaarblijkelijk twee dicht bij elkaar gelegen

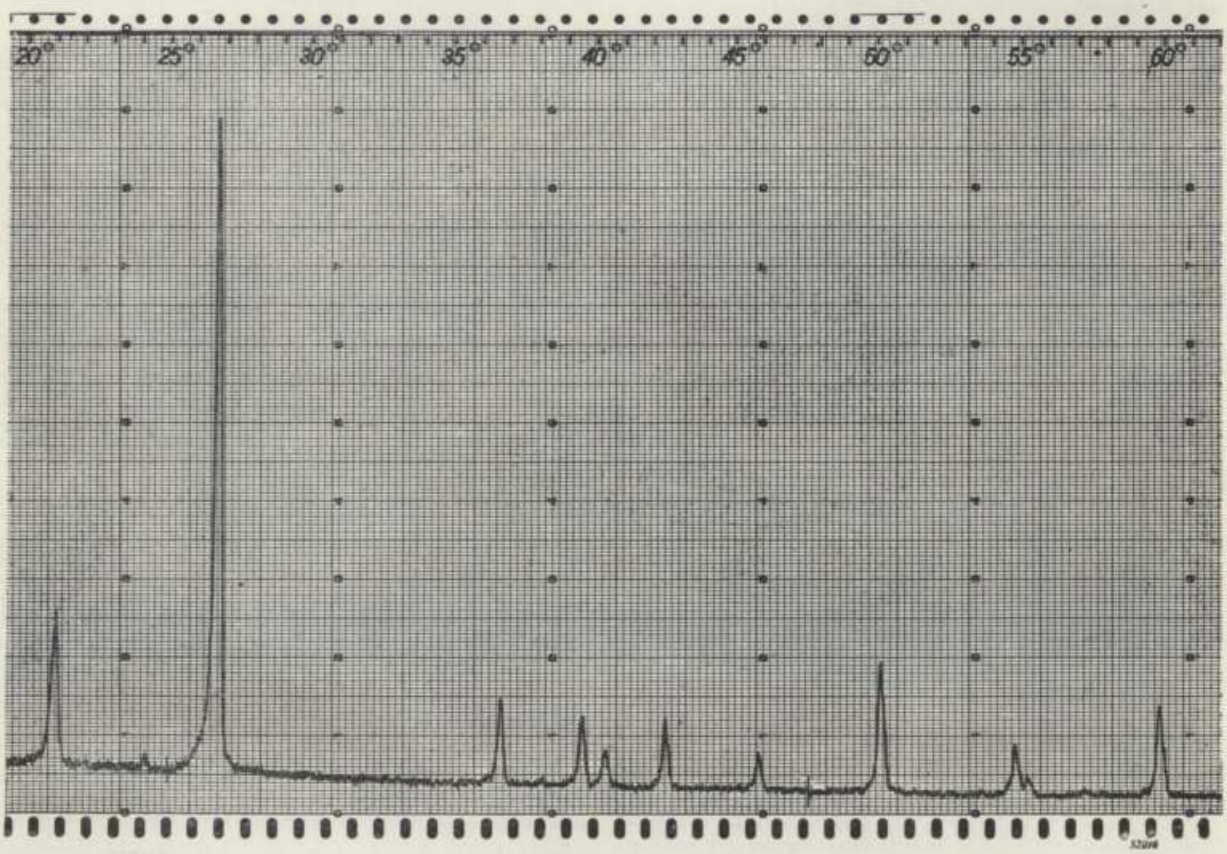


Fig. 13. Voorbeeld van een diffractiediagram dat met het diffractie-apparaat met Geigerteller is opgenomen. De kromme geeft rechtstreeks de relatieve lijnintensiteit als functie van de buigingshoek. (Het hier afgebeelde gedeelte van het spectrum werd in ca 3 uren geregistreerd.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diffractielijnen niet gescheiden worden aangetoond, doordat het gemiddelde over de beide lijnen tezamen zal worden gevormd. Teneinde de *RC*-tijd te kunnen aanpassen bij de aftastsnelheid (en de spleetbreedte), is hij regelbaar gemaakt door keuze van de weerstand *R*. Voor vele doeleinden zal men eerst een globaal overzicht van het buigingsspectrum willen verkrijgen door dit snel af te tasten, bijv. met een snelheid van 2 graden per minuut; hiervoor is een *RC*-tijd van 2 seconden aangewezen. Tast men vervolgens het spectrum nog eens nauwkeuriger af, bijv. met een snelheid van 1/4 graad per minuut, dan kan men de *RC*-tijd tot bijv. 5 sec verhogen.

Ten slotte vermelden we, dat het toestel nog een multivibratorschakeling bevat, die impulsen met een vaste en goed bekende frequentie levert. Door deze impulsgever in de plaats van de telbuis te schakelen, kan men de werking van beide inrichtingen voor de intensiteitsmeting controleren.

Aanpassing van de Geigerteller aan de diffractiemetingen

De grootst mogelijke gevoeligheid heeft men, als de Geigerteller voor ieder afzonderlijk röntgenquantum dat de ingangsspleet binnentreedt, een ontladingsstoot levert. Met de constructie van de telbuis die H. Friedman[7]) heeft ontwikkeld, wordt dit ideaal tamelijk dicht benaderd. In *fig. 14*

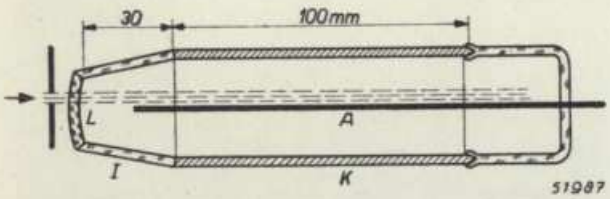


Fig. 14. Geigerteller voor de meting van röntgenintensiteiten (langsdoorsnede van de in fig. 5 afgebeelde buis). De röntgenbundel doorloopt de buis in de lengterichting, op een geringe afstand van en min of meer evenwijdig aan de anodedraad *A*. Het intreevenster *L* is van Lindemann-glas, dat via een kort tussenstuk *I* van zacht glas aan de chroomijzeren kathodecylinder *K* is gelast. Bij toepassing van de teller voor de meting van koper- of ijzerstraling wordt de buis met argon van 30 cm Hg druk gevuld. Zij bevat bovendien een kleine hoeveelheid van een organische damp als uitdoofmiddel.

is de enigszins gewijzigde constructie weergegeven welke in de meeste thans in gebruik zijnde exemplaren van het diffractie-apparaat is toegepast (vgl. ook fig. 5). De röntgenbundel treedt de telbuis aan een uiteinde binnen door een 250 μ dik venster van het voor röntgenstralen zeer transparante Lindemann-glas. Dit venster laat ongeveer 75% van de straling met 1,5 Å golflengte door (Kα-straling van een koperen antikathode[8])). De bundel doorloopt dan, min of meer evenwijdig aan de anodedraad en op enkele mm afstand hiervan, de gehele lengte van de buis. Het is van belang dat de bundel zo volledig mogelijk in de gasvulling van de telbuis wordt geabsorbeerd en niet op de anodedraad of de omgevende cylindrische kathode terecht komt. In het gas worden nl. gemakkelijk foto-electronen vrijgemaakt en ieder hiervan zal vrijwel zeker aanleiding geven tot een ontlading, terwijl uit het metaal der electroden slechts betrekkelijk weinig foto-electronen zouden worden vrijgemaakt, die bovendien nog een grote kans lopen weer in het metaal of elders (zie hieronder) te verdwijnen zonder een telstoot te geven.

De telbuis wordt in de meeste gevallen met argon gevuld, dat de karakteristieke straling van koperen of ijzeren antikathoden sterk absorbeert (*fig. 15*). Wordt een molybdenium-antikathode gebruikt, dan is een met krypton gevulde Geigerteller beter geschikt.

Bij een argondruk van 30 cm Hg geven 42% van de quanta met 1,5 Å golflengte die de buis binnentreden, aanleiding tot een ontlading. Brengen wij nog de absorptie door het venster in rekening, dan zien we, dat de telbuis een totaal rendement van ongeveer 30% heeft (percentage der op de buis vallende quanta dat geteld wordt). Dit is wel een zeer hoge waarde, vergeleken bij de waarden van slechts enkele procent die men met vroegere typen telbuizen verkreeg.

In het laatste jaar is het gelukt nog hogere rendementen te verwezenlijken door de telbuis van een mica-venster te voorzien, in plaats van het venster van Lindemann-glas. Een buis van dit soort is in *fig. 16* afgebeeld. Het mica-venster, dat slechts 12 micron dik is, wordt met een nieuw ontwikkelde techniek vacuumdicht aan de chroomijzeren kathodecylinder gesmolten[9]). Het laat 86% van de er op vallende koperstraling door. Bovendien is er bij dit type telbuis practisch geen „dode ruimte" tussen het venster en de actieve gaszuil. Bij de buizen met Lindemann-venster kon het venster niet rechtstreeks aan de metalen cylinder gelast worden; derhalve werd een korte cylinder van zacht

[7]) H. Friedman, l.c. en Amerik. Octr. 2386785.

[8]) De andere componenten (Kβ-lijnen) van de koperstraling en een deel van de „witte straling", die afzonderlijke buigingsspectra en een continue achtergrond leveren en door de superpositie hiervan op het gewenste spectrum onaangename fouten kunnen veroorzaken, worden door een dun nikkel-filter tegengehouden, dat vóór het venster wordt geplaatst.

[9]) De techniek is verwant aan de door J. S. Donal jr. beschrevene: Rev. Sci. Instr. **13**, 266, 1942; vgl. ook L. Malter, R. L. Jepsen en L. R. Blom, R.C.A. Review **7**, 623, 1946 (December).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

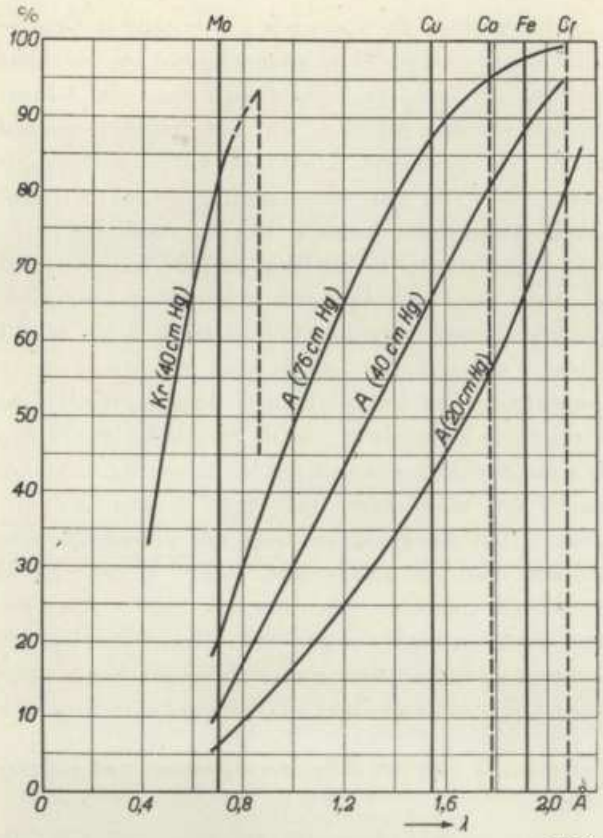


Fig. 15. Absorptie van röntgenstralen van verschillende golflengte door een zuil van 10 cm argon (A) of krypton (Kr), bij verschillende drukken. De karakteristieke straling van koper (Cu $K\alpha$ = 1,5418 Å) wordt door argon sterk geabsorbeerd, evenals die van ijzer (1,9373 Å), chroom en cobalt. Voor de straling van molybdenium (0,7107 Å) is de met argon gevulde Geigerteller niet goed te gebruiken en verdient een vulling met krypton de voorkeur. (De absorptiekant, waar de absorptie bij toenemende golflengte ineens lager wordt, ligt voor krypton bij 0,86 Å, voor argon bij 3,87 Å.)

glas als verbindingsstuk er tussen gevoegd (zie fig. 5 en 14). Aangezien de absorptie van de röntgenstralen alleen van nut is indien zij plaats vindt in het gedeelte binnen de kathodecylinder, bracht het glazen tussenstuk mee dat er aan de actieve gaszuil van 10 cm lengte een inactieve zuil ter lengte van 3 cm voorafging. Dank zij het wegvallen van deze dode ruimte in de buis met mica-venster, geven hier 55% van de binnentredende quanta aanleiding tot een ontlading. Het totale rendement stijgt daardoor tot 0,86 × 0,55 = ongeveer 50%, voor koperstraling.

De verbetering in het rendement is nog groter in het geval van ijzerstraling, daar deze in de eerder gebruikte Lindemann-vensters vrij sterk geabsorbeerd wordt. Onderzoekingen met ijzerstraling kunnen dus bij gebruik van de Geigerteller met mica-venster aanzienlijk sneller worden uitgevoerd. Dit geldt speciaal, wanneer de telbuis in combinatie met een röntgenbuis wordt gebruikt die op soortgelijke wijze van mica-vensters voor de uittredende röntgenstralen is voorzien.

Ten gevolge van de dode ruimte vertoonde het rendement van de telbuizen met Lindemann-venster een maximum bij een bepaalde gasdruk. Daar nl. de absorptie in het gas toeneemt met de druk, is een hoge druk gunstig voor een volledige absorptie der binnenkomende röntgenquanta in de buis — maar daarbij worden de meeste quanta al in het voorste, inactieve gedeelte van de buis geabsorbeerd. Bij een zeer lage druk kan de absorptie in dit gedeelte worden verwaarloosd, maar dan is ook de absorptie in het nuttige deel van de gaszuil verre van volledig en een belangrijk gedeelte der quanta komt aan het andere uiteinde van de buis aan, zonder dus geteld te zijn. Klaarblijkelijk moet bij een tussengelegen druk een optimum bestaan. De werkelijk gekozen argondruk (ongeveer 30 cm Hg, zie boven) lag nabij dit optimum.

Bij het nieuwe buistype met mica-venster, waarbij geen dode ruimte met een ongewenste absorptie voorkomt, zou een hogere argon druk gekozen kunnen worden, met een nog hoger rendement. Aan een verhoging van de druk wordt echter een grens gesteld door de toeneming van de spanning die tussen de electroden moet worden aangelegd. Dit punt wordt hieronder nog even aangeroerd.

Na het optreden van een ontladingsstoot heeft de Geigerteller een bepaalde tijd nodig om in een toestand terug te keren waarin hij op een volgend geabsorbeerd quantum kan reageren. Is de intensiteit van de röntgenbundel zeer hoog, dan treden de quanta de telbuis zo snel na elkaar binnen dat de tussentijd tussen sommige er van korter zal worden

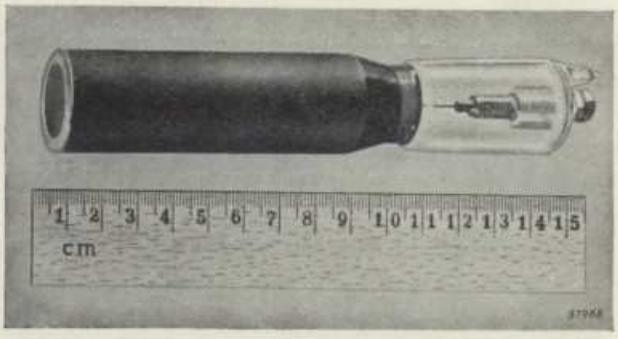


Fig. 16. Een soortgelijke Geigerteller als in fig. 5 en fig. 14, echter voorzien van een mica-venster. Het venster is 12 micron dik en is vacuumdicht aan de chroomijzeren kathodecylinder gesmolten. De axiale anodedraad, welke het venster bijna raakt, draagt aan dit uiteinde, met het oog op de hier heersende grote veldsterkte, een glazen parel ter afscherming.

dan de genoemde „hersteltijd" van de buis. In dat geval zullen niet alle geabsorbeerde quanta afzonderlijk worden geteld. Zulke telverliezen, die in een niet-lineariteit van het verband tussen intensiteit en telresultaat tot uiting komen, zijn nadelig voor het rendement van de teller en stellen een grens aan de toelaatbare intensiteit van de afgebogen röntgenbundel. Met het oog op deze ongewenste beperking tracht men de hersteltijd zeer kort te maken. Een bekend en zeer deugdelijk middel hiertoe is de toevoeging aan het gas van een geringe hoeveelheid

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

damp van een organische verbinding. Door een nogal ingewikkeld mechanisme, waarvan nog niet alle details opgehelderd zijn, vermindert de damp het aantal deeltjes dat voor het voortduren van een ontlading beschikbaar is, zodat de ontlading snel uitgedoofd wordt. Vroeger gebruikte men algemeen alcohol als uitdoofmiddel. Deze heeft echter het nadeel dat hij door het reactieproces waardoor hij zijn functie uitoefent, spoedig ontleed wordt. Tegenwoordig worden andere verbindingen gebruikt, zoals bijv. methyleenbromide, dat stabieler en toch even effectief is. Zo bedraagt de levensduur van een telbuis thans bij onafgebroken bedrijf vele maanden of zelfs verscheidene jaren (in totaal kan hij van de orde van 10^9 ontladingsstoten leveren), terwijl de buizen met de argon-alcoholvulling ten hoogste enige maanden meegingen. De uitdoving vindt zo snel plaats dat tot 600 geabsorbeerde quanta per seconde nog zonder merkbaar verlies kunnen worden geteld. Een behoorlijke telling (met een correctie voor de niet-lineariteit) is nog mogelijk tot 3000 stoten/sec. Dit komt overeen met een bundelintensiteit van ongeveer 10^4 quanta die per seconde op het buisvenster vallen (gerekend met een totaal rendement van 30% van de telbuis). Aangezien elk quantum van de koperstraling van 1,5 Å een energie van ongeveer 10^{-8} erg heeft, bedraagt de toelaatbare bundelintensiteit ongeveer 10^{-4} erg/sec. Zo nodig kan de intensiteit binnen deze grens worden gehouden door de hoogte van de spleten te verkleinen die de primaire en de afgebogen bundel doorlaten (S_1 en S_2 in fig. 7); deze hoogte is door middel van twee horizontale wigdiafragma's tussen 1 en 6 mm te regelen.

In verband met deze laatste opmerking is het nog interessant dat de intensiteit die de telbuis aangeeft, niet evenredig met de hoogte van de ingangsspleet varieert. Dit komt doordat in het buitenste gedeelte van de gaszuil in de teller, nabij de wand, de veldsterkte veel kleiner is dan nabij de anodedraad in de as. De uitdovende damp, die volgens de bedoeling electronen vangt, schakelt in dit buitenste gedeelte vele primaire foto-electronen uit, die feitelijk een ontladingsstoot hadden moeten voortbrengen, terwijl foto-electronen die nabij de draad worden vrijgemaakt, voldoende worden versneld om hun werking uit te oefenen vóór zij worden weggekaapt. Er bestaat dus een „werkzaamste ruimte" in de gaszuil, nl. rondom de anodedraad. Op 3 mm afstand van de draad heeft een electron (bij het tegenwoordig vervaardigde type tellers) nog slechts een half zo grote kans om een ontlading te veroorzaken als op 1 mm.

Wij besluiten dit hoofdstuk met een paar opmerkingen over de spanning die aan de Geigerteller wordt gelegd. Deze spanning zou bij voorkeur midden op het zg. „plateau" van de telbuis moeten worden gekozen, d.i. het spanningsgebied waarin de gewenste krachtige korte ontladingsstoten, met een van de spanning vrijwel onafhankelijke amplitude, kunnen worden verkregen. Op deze wijze wordt de werking van de buis zo goed mogelijk onafhankelijk van schommelingen in de voedingsspanning gemaakt. Anderzijds is het echter gewenst de spanning aan de kant van de laagste spanningen van het plateau te leggen, omdat gedurende de levensduur van de buis het plateau aan de zijde der hoge spanningen langzamerhand korter wordt (en zich meer naar lage spanningen uitstrekt). Dit hangt samen met het geleidelijk verdwijnen van de uitdovende damp. In ons geval wordt een spanning van ongeveer 1400 volt toegepast, hetgeen bij een argondruk van 30 cm Hg (de onderste en de bovenste grens van het plateau hangen beide nog van de gasdruk af) een goed compromis is.

Het gebruik van het diffractie-apparaat met Geigerteller

Aangezien de resultaten die men met het diffractie-apparaat kan verkrijgen, in een afzonderlijk artikel ter sprake zullen komen, geven wij hier slechts een kort overzicht.

De plaats van de pieken der diffractielijnen kan op de registrogrammen, die men met het diffractie-apparaat verkrijgt, gewoonlijk met een fout van niet meer dan $\pm$ 0,02° worden bepaald. Dit steekt zeer gunstig af bij de fout van $\pm$ 0,1° waarmee fotografische diffractiemetingen in het algemeen behept zijn. Het scheidend vermogen is eveneens beter dan wat men bij de gebruikelijke fotografische methoden kan bereiken. Gewoonlijk neemt men als criterium hiervoor de scheiding van twee diffractielijnen die met eenzelfde roostervlak (roostervlakkenafstand d) worden verkregen voor twee een weinig verschillende golflengten, zoals bijv. de $K\alpha_1$ en de $K\alpha_2$-straling van koper (1,54050 resp. 1,54434 Å). Uit de vergelijking van Bragg ziet men direct, dat het verschil in buigingshoek Θ voor twee dergelijke lijnen toeneemt met toenemende hoek (afnemende waarde van d). Op registrogrammen van het diffractieapparaat zijn de genoemde $K\alpha_1$ en $K\alpha_2$-lijnen reeds bij $\Theta = 30°$ duidelijk te onderscheiden en bij $\Theta = 40°$ volledig gescheiden, terwijl op een film, opgenomen met een poedercamera van een veel gebruikte soort (114 mm diameter), de scheiding van deze lijnen niet vóór $\Theta = 50°$ begint en eerst bij $\Theta = 60°$ volledig is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een van de meest in het oog springende eigenschappen van het nieuwe instrument is het gemak waarmee kwantitatieve uitkomsten over relatieve lijnintensiteiten worden verkregen. Volgens de fotografische methode zijn metingen hiervan vrij moeilijk en tijdrovend, o.a. omdat de uitkomsten sterk worden beïnvloed door de omstandigheden bij het ontwikkelen van de film en omdat een zwartingsmeting met een registrerende microfotometer nodig is. Het voordeel van het diffractieapparaat met Geigerteller wordt vooral duidelijk, indien we uit een fotografisch verkregen diffractiediagram de ligging der ons interesserende lijnen reeds kennen: de intensiteiten hiervan kunnen dan nauwkeurig worden bepaald door met de telbuis slechts smalle delen van het spectrum af te tasten, waar zich de bewuste lijnen bevinden. De besparing in werktijd kan in zulke gevallen zeer indrukwekkend zijn.

Een verder voordeel van het diffractie-apparaat, vergeleken met de fotografische methode, is de zwakkere en meer gelijkmatige continue ondergrond van het spectrum. Hierdoor is het beter mogelijk om zeer zwakke lijnen te meten, terwijl de metingen ook tot lijnen bij zeer kleine hoeken Θ kunnen worden uitgestrekt (corresponderende met roostervlakkenafstanden tot 150 Å). Deze punten zullen ook in het tweede artikel worden besproken.

Wat verdere specifieke toepassingen van het nieuwe instrument aangaat, is het duidelijk dat het gebruik van een plaatselijke stralingsmeter ideaal geschikt is voor proefnemingen waarbij slechts één of twee diffractielijnen doorlopend moeten worden waargenomen, zoals bijv. bij het onderzoek van fase-veranderingen in een preparaat. Voor zulke onderzoekingen is het tevens van belang dat bij het diffractie-apparaat op eenvoudige wijze een verhitting of afkoeling van het preparaat mogelijk is, zonder dat de meetapparatuur in gevaar wordt gebracht, en dat het preparaat gedurende de metingen vrij toegankelijk blijft. Natuurlijk moet de persoon die met het toestel werkt, steeds tegen de röntgenstralen beschermd blijven; daarom is een sluiter aangebracht, die de primaire bundel automatisch onderbreekt wanneer iemand het schermpje opklapt dat zich vóór het preparaat bevindt.

Ten slotte zij er op gewezen, dat de registrogrammen geen inlichting er over geven, of de intensiteit langs een diffractielijn (of beter: -ring) constant is of niet. Om deze reden zijn bij de bereiding van het vlakke preparaat bepaalde voorzorgen vereist, die moeten verhinderen dat de kristallieten een voorkeursorientatie (textuur) verkrijgen: deze zou tot een ongelijkmatige intensiteitsverdeling langs elke lijn aanleiding kunnen geven [10]) en daardoor fouten in de intensiteitsmetingen veroorzaken.

[10]) Zie bijv.: J. F. H. Custers, Beschouwingen over texturen van metalen, Philips techn. T. 7, 13-20, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ELECTROMAGNETISCHE GOLVEN IN GOLFPIJPEN

door W. OPECHOWSKI.

538.566.5:621.392.26

DEEL I. ALGEMENE THEORETISCHE GRONDSLAGEN; RECHTHOEKIGE GOLFPIJPEN.

De begrippen van de gebruikelijke theorie der resonantiekringen en transmissielijnen hebben in het gebied der ultrakorte golven slechts een beperkte geldigheid. Een strenge theorie van de electromagnetische verschijnselen moet dus in dit gebied meestal rechtstreeks uitgaan van de grondvergelijkingen der Maxwell-theorie. Op deze wijze wordt in dit artikel behandeld de voortplanting der electromagnetische golven in de zg. golfpijpen, d.z. lange metalen buizen, die men in de hoogfrequenttechniek gebruikt voor het transport der electromagnetische energie over korte afstanden (bijv. binnen een apparatuur). In Deel I wordt de theorie der golfpijpen met rechthoekige dwarsdoorsnede uiteengezet (in Deel II, dat later zal verschijnen, zullen de golfpijpen met cirkelvormige dwarsdoorsnede worden besproken). Als inleiding hiertoe worden de eigenschappen van de vlakke electromagnetische golven in een onbegrensd, geleidend medium behandeld en de methoden voor het oplossen van de grondvergelijkingen der Maxwell-theorie kort samengevat.

In een reeks van artikelen [1] [2] [3] [4] in dit tijdschrift zijn de „resonantiekringen", die in het gebied van decimeter- en centimetergolven („microgolven") worden gebruikt, vrij uitvoerig besproken. In het bijzonder ging het in de laatste twee artikelen [3] [4] van de reeks om de theoretische grondslagen en practische toepassingen van de electromagnetische trilholten. Daarbij werd de theorie der trilholten grotendeels behandeld met behulp van een geschikte generalisering van begrippen zoals „capaciteit", „zelfinductie", „impedantie", die uit het gebied van lagere frequenties goed bekend zijn. Wij zeggen „grotendeels", want er kwamen ook problemen naar voren die op deze wijze niet konden worden behandeld. In deze gevallen werd toen volstaan met de mededeling van de resultaten, die men door de directe oplossing der Maxwell-vergelijkingen verkrijgt. Zoals men weet, vormen deze vergelijkingen de theoretische basis van alle electromagnetische verschijnselen (afgezien natuurlijk van de atomistische structuur der lading en der straling, die zich in het bestaan van electronen en photonen openbaart).

Dat men bij zeer hoge frequenties dikwijls niet goed weet wat men onder de genoemde begrippen moet verstaan, is niet verbazingwekkend. Immers de mogelijkheid zelf voor de invoering van deze begrippen, uitgaande van de grondbeginselen der Maxwell-theorie, werd juist hierdoor geschapen dat men zijn belangstelling bewust beperkte tot niet al te snel wisselende electrische stromen en electromagnetische velden. Dank zij deze beperking was men in staat voor dit gebied met behulp van de bedoelde begrippen een theorie van resonantiekringen en transmissielijnen uit te werken. Het grote voordeel van deze theorie is dat men haar verder kan gebruiken bijna zonder te behoeven te denken aan de Maxwell-vergelijkingen, die voor de beschrijving van de laagfrequente verschijnselen onnodig algemeen zijn. Dat de vergelijkingen van deze theorie ook bij zeer hoge frequenties (laten we zeggen $\nu > 10^9$ per/sec) in bepaalde gevallen aequivalent zijn met de Maxwell-vergelijkingen, berust in het wezen der zaak op het feit dat de electrische (geleidings-)stroom een begrip is dat zijn geldigheid bij willekeurige frequentie behoudt; immers de stroom is een grootheid die ook in de Maxwell-vergelijkingen optreedt. In een fictieve, vreemde wereld waarin uitsluitend hoogfrequente electromagnetische verschijnselen bestonden, zou men echter vermoedelijk niet direct de neiging gehad hebben om begrippen zoals capaciteit en zelfinductie in te voeren.

De enige algemeen geldige wijze van behandeling der problemen die zich bij zeer hoge frequenties voordoen, is dus, rechtstreeks van de grondvergelijkingen der Maxwell-theorie uit te gaan. Daarmee willen wij niet zeggen dat een eventueel beschikbare „omweg" over het gebied der lagere frequenties met zijn specifieke begrippen nooit wenselijk kan zijn. Integendeel. In de eerste plaats, omdat zulks voor iemand die met deze begrippen beter vertrouwd is dan met de Maxwell-vergelijkingen nauwelijks een omweg betekent. In de

---

[1] C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Resonantiekringen voor zeer hoge frequenties, Philips techn. T. 6, 217-224, 1941.

[2] C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Lechersystemen. Philips techn. T. 6, 241-250, 1941.

[3] C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Platte trilholten als electrische resonatoren, Philips techn. T. 8, 149-160, 1946 (No. 5).

[4] G. de Vries, Electromagnetische trilholten, Philips techn. T. 9, 73-84, 1947 (No. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tweede plaats, omdat een uitbreiding van de terminologie der resonantiekringen en transmissielijnen tot het gebied der microgolven een meer uniforme taal mogelijk maakt, hetgeen al op zichzelf nuttig kan zijn. En inderdaad zal in dit tijdschrift nog een ruim gebruik van de „taal" der resonantiekringen en transmissielijnen worden gemaakt bij de bespreking van een technisch hulpmiddel dat vervult bij de hoge frequenties een even belangrijke functie als de trilholten. Wij doelen daarmee op de zg. golfpijpen, die dienen om de electromagnetische energie binnen een zend- of ontvangapparatuur van de ene plaats naar de andere over te brengen. Golfpijpen zijn lange metalen buizen, welker dwarsdoorsnede nog verschillend kan zijn, bijv. rechthoekig, cirkelvormig, elliptisch, en waarbinnen electromagnetische golven zich kunnen voortplanten. Het is nl. een de gehele hoogfrequent-techniek beheersend verschijnsel dat hier de stroom ten gevolge van het huid-effect slechts in een dun oppervlakte-laagje van een geleider vloeit en nauwelijks iets meer doet dan energie dissiperen. Het transport der energie geschiedt daarom practisch niet in de geleider, doch door een electromagnetische golf om de geleider of, zoals bij de golfpijpen, binnen een door geleiders begrensde ruimte. De functie van de geleiders is hier alleen, als het ware, de weg voor de golf uit te stippelen.

In dit artikel zullen wij de voortplanting van electromagnetische golven bij aanwezigheid van geleiders bestuderen (en wel voornamelijk in golfpijpen), uitgaande van de grondvergelijkingen der Maxwell-theorie. Wij zullen ons daarbij slechts incidenteel afvragen in hoeverre dezelfde resultaten zouden kunnen worden afgeleid door een uitbreiding van de in het laagfrequente gebied gebruikelijke begrippen; waar de grenzen van een dergelijke uitbreiding liggen, is wel voldoende toegelicht in de boven aangehaalde artikelen [5]). Evenmin zullen we de techniek der golfpijpen bespreken; dat blijft aan later in dit tijdschrift te publiceren artikelen voorbehouden. Uiteraard zullen wij echter niet nalaten datgene wat technisch van bijzonder belang is telkens naar voren te brengen.

In het hoofdstuk dat hier onmiddellijk op volgt geven wij beknopt de algemene mathematische formulering der grondslagen van de theorie van Maxwell weer. Het eigenlijke onderwerp van het artikel begint pas met het daarop volgende hoofdstuk over vlakke golven.

[5]) Zie, in het bijzonder, pag. 222-223 van het in noot [1]) aangehaalde artikel en pag. 78-79 van het in noot [4]) aangehaalde artikel.

Grondvergelijkingen der Maxwell-theorie

De electromagnetische verschijnselen worden in de theorie van Maxwell beschreven met behulp van twee soorten grootheden. De ene soort heeft betrekking op de electrische ladingen in rust en in beweging, de andere op het electromagnetische veld.

Om het gedrag van de electrische ladingen te beschrijven, is het in het algemeen voldoende twee grootheden in te voeren: de ladingsdichtheid ϱ, dwz. de hoeveelheid lading per volume-eenheid, en de stroomdichtheid **J**, dwz. de hoeveelheid lading die per tijdseenheid een oppervlakte-eenheid, loodrecht op de bewegingsrichting, passeert; door **J** vet te drukken, brengen wij daarbij tot uitdrukking dat **J** een vector is. De grootheden ϱ en **J** zijn niet onafhankelijk van elkaar. Beschouwen we nl. een door een oppervlak S omsloten volume τ, waarin zich electrische ladingen bevinden, dan moet op grond van de wet van behoud van lading de volgende vergelijking gelden:

$$\oint\oint J_n \, dS = -\frac{d}{dt} \iiint \varrho \, d\tau ; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I)$$

t is daarbij de tijd, J_n de component van **J** langs de normaal van het oppervlak in het beschouwde punt van het oppervlak; als positieve richting van de normaal wordt de richting van binnen naar buiten toe gekozen (aan deze laatste conventie zullen wij ons in dit artikel consequent houden). De integraal links betekent dat men het oppervlak S in infinitesimale elementjes dS moet verdelen, voor elk elementje het product $J_n \cdot dS$ vormen en de zo verkregen producten op tellen. De cirkeltjes herinneren er aan dat S een gesloten oppervlak is.

De toestand van het electromagnetische veld wordt in het algemeen door vier vectoren gekenmerkt waarvan wij de physische betekenis bekend onderstellen: de electrische veldsterkte **E**, de magnetische veldsterkte **H**, de magnetische inductie **B** en de electrische verplaatsing **D**. Het essentiële van de theorie van Maxwell wordt nu samengevat in twee vergelijkingen, die **E** en **B** resp. **H** en **D** met elkaar verbinden.

De ene vergelijking is als volgt:

$$\oint E_l \, dl = -\frac{d}{dt} \iint B_n \, dS ; \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II)$$

de integraal rechts strekt zich hier uit over een willekeurig oppervlak S dat begrensd is door de gesloten kromme („contour") l, waarlangs de integraal links is genomen; de kromme l is overigens een willekeurige kromme. B_n is de component van **B** in het beschouwde punt van het oppervlak S in de richting loodrecht op het oppervlak. De betekenis van de integraal rechts is volkomen analoog aan die van de integraal in het linkerlid van verg. (I) met alleen dit verschil dat daar het oppervlak gesloten was. E_l is de component van **E** in het beschouwde punt van de kromme l, langs de raaklijn in dit punt. De betekenis van de „lijnintegraal" in het linkerlid van verg. (II), waarbij het cirkeltje er op wijst dat de kromme l een gesloten kromme is, is ruw gezegd als volgt: de kromme l wordt verdeeld in infinitesimale elementjes dl; voor elk elementje wordt vervolgens het product $E_l \cdot dl$ gevormd en alle zo verkregen producten worden opgeteld. Het minteken in verg. (II) is een gevolg van de afspraak omtrent wat men als de positieve richtingen van de normaal van het oppervlak en van de raaklijn aan de kromme wil beschouwen: wij zullen ons nl. in dit artikel consequent houden aan de uit schoolboeken bekende „kurketrekkerregel" (zie *fig. 1*).

Verg. (II) brengt tot uitdrukking de bekende inductiewet van Faraday. Denken we ons nl. de kromme l door een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

draad verwezenlijkt, dan stelt de integraal in het linkerlid de electromotorische kracht voor, die door de verandering van de magnetische flux $\iint B_n dS$ in de draad wordt geïnduceerd; de geldigheid van verg. (II) wordt echter in de theorie van Maxwell ook voor vacuum gepostuleerd, dwz. ook bij afwezigheid van een of andere geleider die de gesloten kromme l

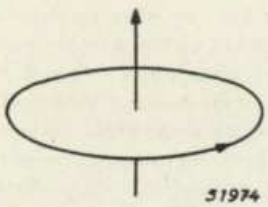


Fig. 1. Het verband tussen de positieve richting langs een gesloten contour en de positieve richting van de normaal van het door deze contour begrensde oppervlak, volgens de gebruikelijke afspraak („kurketrekkerregel").

als het ware tastbaar maakt. Willen we, zoals in de techniek gebruikelijk is, de electromotorische kracht in volts uitdrukken en spreken we bovendien af dat we lengte in meters en tijd in seconden zullen meten, dan volgt uit verg. (II) onmiddellijk, dat de eenheid van **E** volt/m is en die van **B** volt·sec/m².

De andere fundamentele vergelijking van de theorie van Maxwell is:

$$\oint H_l \, dl = \iint J_n \, dS + \frac{d}{dt} \iint D_n \, dS \quad . \quad . \quad . \quad \text{(III)}$$

Hier wordt rechts weer over een willekeurig oppervlak geïntegreerd dat door een ook willekeurig te kiezen contour begrensd is, waarlangs de integraal links genomen is. De betekenis van de symbolen in verg. (III) is volkomen analoog aan die van de symbolen in verg. (II). Onderstellen we even dat **D** tijdsonafhankelijk is, dan is de tweede term rechts in verg. (III) nul. De vergelijking brengt dan tot uitdrukking het bekende feit dat de „magnetische spanning", dwz. de lijnintegraal in het linkerlid, gemeten langs een kromme die een geleider (bijv. een draad) omsluit, gelijk is aan de totale stroomsterkte die in de geleider vloeit. De tweede term rechts in verg. (III) stelt de zg. verschuivingsstroom voor, die door Maxwell in de theorie is ingevoerd. De noodzakelijkheid van de invoering van zulk een term kan men aan allerlei voorbeelden duidelijk maken, hetgeen wij hier echter niet zullen doen. Wel willen wij opmerken dat men in strijd komt met de wet van het behoud van lading (verg. (I)), wanneer men de verschuivingsstroom in verg. (III) zou weglaten.

Drukt men de totale stroomsterkte, weer in overeenstemming met de technische usances, in amperes uit, en meet men, evenals boven, lengte en tijd resp. in meters en seconden, dan volgt uit verg. (III) dat de eenheid van **H** ampere/m en die van **D** ampere·sec/m² is.

Uit verg. (I), (II), (III) kan men verder onmiddellijk afleiden dat

$$\oint\oint B_n \, dS = \text{constant},$$

$$\oint\oint D_n \, dS - \iiint \varrho \, d\tau = \text{constant}.$$

De physische betekenis van deze vergelijkingen leidt tot de conclusie dat de constanten in het rechterlid van de twee vergelijkingen gelijk nul moeten worden gesteld (men denke, in het bijzonder, aan de magneto- en electrostatica!). Men heeft dus:

$$\oint\oint B_n \, dS = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(IV)}$$

$$\oint\oint D_n \, dS = \iiint \varrho \, d\tau \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(V)}$$

Verg. (IV) en (V) vervullen dus de functie van supplementaire voorwaarden waaraan **B** en **D** moeten voldoen.

De twee grondvergelijkingen, (II) en (III), der Maxwell-theorie zijn volstrekt algemeen, en wel in die zin dat zij niets over de electromagnetische eigenschappen van de middenstof veronderstellen. Zij zijn echter niet voldoende om de vijf grootheden **E**, **B**, **H**, **D**, **J** te bepalen. Zij leggen slechts een verband tussen **E** en **B** (verg. (II)) en een verband tussen **H**, **D** en **J** (verg. (III)), daarentegen zeggen zij niets over de samenhang van **E** en **B** enerzijds met **H**, **D** en **J** anderzijds. In de vorm van de laatstgenoemde samenhang komen de electromagnetische eigenschappen van de middenstof tot uiting, dwz. deze samenhang is, in het algemeen, voor verschillende middenstoffen waarin het electromagnetische veld aanwezig kan zijn, verschillend. Voor homogene, isotrope middenstoffen gelden meestal met voldoende benadering de volgende relaties [6]):

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VI)}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VII)}$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(VIII)}$$

waarin de diëlectriciteitsconstante ε, de magnetische permeabiliteit μ en het specifieke geleidingsvermogen σ constanten zijn die van de aard der middenstof afhangen. De eenheden waarin deze drie constanten worden uitgedrukt, volgen onmiddellijk uit de boven gekozen eenheden voor **D**, **E**, **B**, **H** en **J**. De eenheid van ε is ampere·sec·volt^{-1}·m^{-1} of (definitie van „coulomb") coulomb·volt^{-1}·m^{-1} of (definitie van „farad") farad·m^{-1}, die van μ is volt·ampere^{-1}·sec·m^{-1} of (definitie van „henry") henry·m^{-1} en die van σ is ampere·volt^{-1}·m^{-1} of (definitie van „ohm") ohm^{-1}·m^{-1}.

Door in verg. (II) en (III) de uitdrukkingen (VI)-(VIII) voor de grootheden **D**, **B** en **J** te substitueren krijgt men tussen de grootheden **E** en **H** twee vergelijkingen (verg. (1) en (2) hieronder), die de basis zullen vormen van de beschouwingen van dit artikel. Door dezelfde substitutie uit te voeren in (IV) en (V) vindt men twee supplementaire vergelijkingen (verg. (3) en (4) hieronder).

Wij hebben in het bovenstaande volt en ampere zonder nadere definities gebruikt; de andere electromagnetische eenheden hebben wij met behulp van volt, ampere, meter (als lengte-eenheid) en seconde (als tijdseenheid) gedefinieerd. Door alle grootheden in volt, ampere en de daaruit afgeleide grootheden op de bovengeschetste wijze uit te drukken hebben wij hier het zg. gerationaliseerde stelsel van Giorgi der electromagnetische eenheden ingevoerd. Het Giorgi-stelsel zal binnenkort in dit tijdschrift afzonderlijk worden besproken. Dan zal o.a. de definitie — die wij nog schuldig zijn — van volt en ampere worden gegeven. Hier willen wij slechts even vermelden dat de magnetische permeabiliteit van het vacuum in dit stelsel de waarde heeft:

$$\mu_0 = \frac{4\pi}{10^7} \frac{\text{henry}}{\text{meter}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(IX)}$$

Uit (IX) en een relatie die wij later zullen afleiden, nl. verg. (16), volgt dat de waarde van de diëlectriciteitsconstante ε_0 van het vacuum is:

$$\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi c^2} \frac{\text{farad}}{\text{meter}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(X)}$$

waarin c de getallenwaarde der lichtsnelheid in m/sec aanduidt.

[6]) „Meestal", want bijv. voor ferromagnetische middenstoffen (in het bijzonder voor ijzer) geldt (VII) niet meer en voor stoffen die het zg. Hall-effect vertonen, is (VIII) niet meer juist.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Vlakke golven in een onbegrensd, geleidend medium

Wij zullen eerst de grondvergelijkingen van de Maxwell-theorie toepassen op het geval van een onbegrensde, homogene en isotrope middenstof, die dus gekenmerkt is door gegeven, constante waarden van ε, μ en σ. (Deze constanten kunnen nog functies zijn van de frequentie van de beschouwde electromagnetische golven.)

Op zichzelf heeft de techniek weinig te maken met zulk een fictief geval. Dit geval zal ons echter als uitgangspunt dienen voor de beschouwingen over de golfpijpen. Bovendien zullen wij reeds hier bepaalde resultaten verkrijgen die voor de interpretatie van technisch belangrijke feiten niet zonder betekenis zijn. De bedoelde vergelijkingen voor de electrische en magnetische veldsterkte, **E** en **H**, zien er dan als volgt uit:

$$\oint E_l \, dl = -\mu \frac{d}{dt} \iint H_n \, dS, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\oint H_l \, dl = \sigma \iint E_n \, dS + \varepsilon \frac{d}{dt} \iint E_n \, dS; \quad . \quad (2)$$

hierbij komen nog de twee voorwaarden, waaraan de oplossingen van (1) en (2) moeten voldoen:

$$\oint\oint H_n \, dS = 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$\varepsilon \oint\oint E_n \, dS = \iiint \varrho \, d\tau. \quad . \quad . \quad (4)$$

Hierbij is verondersteld dat alle grootheden in eenheden van het gerationaliseerde Giorgi-stelsel worden uitgedrukt. De gebruikte notatie is in het vorige hoofdstuk toegelicht.

Door de integratie-contouren en -oppervlakken geschikt te kiezen, zullen wij hieruit differentiaalvergelijkingen afleiden die voor zulk een medium gelden. Wij zullen ons daarbij beperken tot het bijzondere geval, waarin **E** en **H** slechts van één coordinaat, bijv. z, van een rechthoekig coordinatenstelsel, en van de tijd afhangen. Dit is voor ons doel voldoende; wij willen nl. aantonen dat een vlakke golf, die zich in een willekeurige richting voortplant, een oplossing is van de grondvergelijkingen (1) - (2), en vervolgens de eigenschappen van zulk een golf nagaan. Want „vlak" betekent hier dat in elk vlak dat loodrecht staat op de voortplantingsrichting, de **E**-resp. **H**-vector op elk ogenblik overal gelijk is; kiezen wij nu de z-as evenwijdig aan de voortplantingsrichring, dan hangen **E** en **H** inderdaad slechts van z en t af.

Om de bedoelde differentiaalvergelijkingen af te leiden, passen wij verg. (1) eerst toe op de contour die in *fig. 2a* is getekend; als oppervlak S kiezen wij daarbij de door deze contour begrensde rechthoek in het y-z-vlak. Daar de bijdragen tot de lijnintegraal van de twee lijnstukken die evenwijdig aan

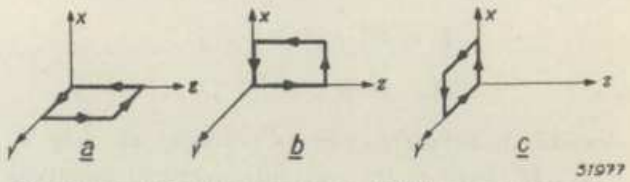


Fig. 2. Integratiecontouren voor de afleiding van de verg. (5) - (6) uit de verg. (1)-(2).

de z-as liggen, elkaar opheffen (**E** en **H** hangen immers slechts van z en t af!), vindt men:

$$y \cdot E_y(0,t) - y \cdot E_y(z,t) = \mu y \int_0^z \frac{\partial}{\partial t} H_x(\zeta, t) \, d\zeta.$$

Door differentiatie naar z krijgt men hieruit:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_x}{\partial t}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5a)$$

Door verg. (1) toe te passen op de contouren van fig. 2*b* en 2*c* vindt men op volkomen analoge wijze:

$$-\frac{\partial E_x}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5b)$$

en

$$0 = \mu \frac{\partial H_z}{\partial t}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5c)$$

Door dezelfde operaties uit te voeren met verg. (2) krijgt men:

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma E_x + \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6a)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma E_y + \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}, \quad . \quad . \quad . \quad (6b)$$

$$0 = \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6c)$$

Wij hebben dus zes simultane differentiaalvergelijkingen (5)-(6) afgeleid voor de zes grootheden $E_x, \ldots H_z$, waarvan elk een functie is van slechts z en t.

Wij willen nu aantonen dat een in de z-richting lopende vlakke golf een oplossing voorstelt van (5)-(6).

Eenvoudigheidshalve zullen wij in hetgeen volgt alleen lineair gepolariseerde, harmonische vlakke golven beschouwen.

„Lineair gepolariseerd" betekent dat **E** resp. **H**

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor een willekeurige z altijd eenzelfde richting heeft. Onder „harmonisch" verstaan wij dat **E** en **H** sinusvormig van z en t afhangen. De mathematische uitdrukking voor zulk een vlakke golf is dus, in de welbekende complexe schrijfwijze:

$$\left.\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}^\circ\, e^{j(\omega t - kz + \eta)},\\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}^\circ\, e^{j(\omega t - kz)},\end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

waarbij de betekenis van de symbolen als volgt is:

$\mathbf{E}^\circ$, $\mathbf{H}^\circ$ twee reële, constante vectoren (waarvan wij voorlopig nog niets meer weten); de lengte van de vectoren $\mathbf{E}^\circ$ en $\mathbf{H}^\circ$ zullen wij in hetgeen volgt met E° resp. H° aanduiden;

$\omega = 2\pi\nu$ cirkelfrequentie, (ν frequentie),

η faseverschil tussen de **E**- en de **H**-vector,

j de imaginaire eenheid, $+\sqrt{-1}$,

k een constante.

Het zal blijken dat (7) inderdaad een oplossing van (5)-(6) is, mits k, η en E°/H° op een bepaalde wijze van μ, ε, σ en ω afhangen. Deze afhankelijkheid vindt men door (7) in verg. (5)-(6) te substitueren en naar de gevolgen te zoeken van de eis dat (7) een oplossing van deze vergelijkingen is.

De substitutie levert bij een passende keuze van het coordinatenstelsel:

$$\left.\begin{aligned} kE^\circ &= \mu\,\omega\, H^\circ\, e^{-j\eta},\\ (\sigma + j\omega\varepsilon)\, E^\circ &= j\, k\, H^\circ\, e^{-j\eta},\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (8)$$

waarbij

$$E^\circ = E_x^\circ,\ H^\circ = H_y^\circ,\ E_y^\circ = H_x^\circ = 0, \quad (9a)$$

$$E_z^\circ = H_z^\circ = 0. \quad \ldots\ldots \quad (9b)$$

Verg. (9b) brengt tot uitdrukking dat de golf transversaal is, verg. (9a) en (9b) samen, dat de electrische vector en de magnetische vector loodrecht op elkaar staan.

Uit (8) volgt verder onmiddellijk:

$$k^2 = \mu\omega\,(\varepsilon\omega - j\sigma), \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

$$\frac{E^\circ}{H^\circ} = \frac{\mu\omega}{k\, e^{j\eta}}.$$

Daar wij E°, H°, μ en ω reëel hebben ondersteld, moet volgens de laatste vergelijking ook $k\,e^{j\eta}$ reëel zijn; k is dus een complex getal waarvoor geldt

$$k = |k|\, e^{-j\eta}, \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

zodat

$$\frac{E^\circ}{H^\circ} = \frac{\mu\omega}{|k|} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

Volgens (12) is de verhouding E°/H° altijd positief. Daar het gekozen coordinatenstelsel x, y, z een rechts stelsel is (verg. fig. 2), betekent dit, dat de richtingen $\mathbf{E}^\circ$, $\mathbf{H}^\circ$ en de positieve z-richting ook een rechts stelsel vormen.

Hiermee hebben wij een oplossing van (5)-(6) gevonden, die, afgezien van het teken van k en van een willekeurige factor waarmee zij kan worden vermenigvuldigd, ondubbelzinnig door (7) en (10)-(12) is bepaald.

Strikt gesproken zouden wij nog moeten verifiëren dat deze oplossing ook aan de differentiële voorwaarden voldoet die uit (3)-(4) volgen zoals (5)-(6) uit (1)-(2). Dit is niet moeilijk. Wij zullen dit echter niet doen. Wij vermelden slechts dat men daarbij vindt dat de ladingsdichtheid ϱ overal nul moet zijn.

Uit (10) zien wij dat de constante k in het algemeen een complex getal is, nl. altijd, wanneer $\sigma \neq 0$, dwz. wanneer het medium geleidend is. Wat dit betekent, zullen wij straks zien. Eerst zullen wij beschouwen het geval waarin $\sigma = 0$, dwz. dat het medium een volkomen isolator is. Dan is, volgens de verg. (10)-(12),

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}, \quad \ldots\ldots \quad (13)$$

$$E^\circ/H^\circ = \sqrt{\mu/\varepsilon}, \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

$$\eta = 0,$$

waarbij de laatste vergelijking betekent dat **E** en **H** in fase trillen. De physische betekenis van k wordt duidelijk als men bedenkt dat de golflengte λ van de golf (7) in het beschouwde geval (k reëel) is gegeven door

$$\lambda = 2\pi/k. \quad \ldots\ldots \quad (15)$$

Uit het welbekende verband tussen de fasesnelheid v van een golf en haar frequentie en golflengte, $v = \lambda\nu$, volgt dus

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}.$$

Is het beschouwde medium vacuum, dan is deze fasesnelheid gelijk aan $c \approx 3\cdot10^8$ m/sec, de lichtsnelheid in vacuum, dwz.:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}\ \text{m/sec} \quad \ldots\ldots \quad (16)$$

Nu is (zie verg. (IX))

$$\mu_0 = 4\pi/10^7\ \text{volt·sec/ampere·m}.$$

Voor de amplitudenverhouding E°/H° krijgt men dus in dit geval:

$$\frac{E^\circ}{H^\circ} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{4\pi c}{10^7} \approx 377\ \text{ohm}. \quad (17)$$

Bovendien vindt men:

$$k = \frac{\omega}{c}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De structuur van de golf in vacuum is in *fig. 3* schematisch voorgesteld.

Is het medium geleidend ($\sigma>0$), dan is k complex en kan dus geschreven worden in de vorm

$$k = k_1 - jk_2, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (18)$$

waarbij k_1 en k_2 reële getallen zijn. Wegens (11) geldt dus:

$$\operatorname{tg} \eta = k_2/k_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

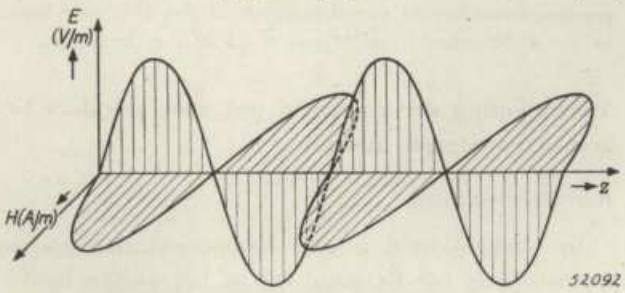


Fig. 3. Schematische voorstelling der structuur van een lineair gepolariseerde, sinusvormige vlakke golf in vacuum („momentopname").

Substitueert men (18) in (7), dan krijgt men

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}^\circ\, e^{-k_2 z}\, e^{j(\omega t - k_1 z + \eta)}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}^\circ\, e^{-k_2 z}\, e^{j(\omega t - k_1 z)}. \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (20)$$

Deze formules stellen een in de voortplantingsrichting gedempte golf voor, mits k_1 en k_2 positief zijn. Nu zijn k_1 en k_2 door (10) slechts op het teken na bepaald. Wij kunnen dus afspreken, dat bijv. k_2 altijd positief is. Het blijkt dat dan ook k_1 altijd positief is. Wij zien dus dat een vlakke electromagnetische golf in een geleidend medium noodzakelijk gedempt moet zijn, of, anders gezegd, er treedt dan altijd een absorptie van de golf op. Dit is niet verwonderlijk. Immers, is $\sigma>0$, dan induceert de golf een (geleidings-) wisselstroom (dichtheid $\sigma\mathbf{E}$) in het medium; de Joule-warmte van deze stroom wordt ten koste van de energie van de golf ontwikkeld, hetgeen in de afneming van de golfamplituden te voorschijn komt. Nu bedraagt de Joule-warmte σE^2 joule/m³. Is het medium een zeer goede geleider (σ groot), dan is dientengevolge de demping sterk, zodat een golf die zulk van een medium binnendringt, reeds na het afleggen een zeer kleine afstand niet meer waarneembaar is. Het blijkt daarbij dat deze afstand des te kleiner is naarmate ω groter is. In een volkomen geleider ($\sigma = \infty$) is de golfvoortplanting helemaal niet mogelijk. Men ziet trouwens direct uit de grondvergelijkingen (1)-(2) dat in een volkomen geleider het **E**, **H**-wisselveld altijd nul moet zijn. Wij willen er nog op wijzen dat in een geleidend medium **E** en **H** niet meer in fase trillen ($\eta \neq 0$) en dat zowel de golflengte als de verhouding E°/H° kleiner zijn dan voor vacuum. In het grensgeval van een zeer goede geleider is de vorm van de vlakke golf ten gevolge van de sterke demping zo veranderd dat men — blijkens *fig. 4* — van de sinusvormigheid practisch niets meer merkt.

In verband met de vorm van verg. (10) ligt het voor de hand twee grensgevallen afzonderlijk te bespreken, nl. $\sigma/\varepsilon\omega \ll 1$ en $\varepsilon\omega/\sigma \ll 1$. Daar de totale stroomdichtheid gegeven is door

$$\sigma\,\mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = (\sigma + j\omega\varepsilon)\,\mathbf{E},$$

beantwoordt zij in het eerste geval aan een nagenoeg zuivere verschuivingsstroom: het medium gedraagt zich als een isolator. In het tweede geval is de totale stroom practisch een geleidingsstroom, dwz. het medium gedraagt zich als een goede geleider.

Eerste grensgeval: $\sigma/\varepsilon\omega \ll 1$.

In dit geval noemt men de absorptie van de electro-

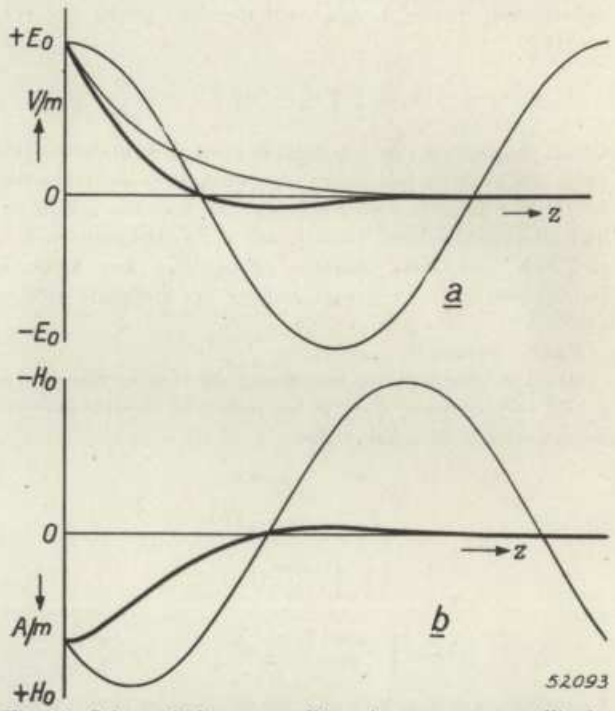


Fig. 4. Schematische voorstelling („momentopname") der structuur van een lineair gepolariseerde, sinusvormige, gedempte vlakke golf in een goed geleidend medium bij hoge frequentie ($\varepsilon\omega/\sigma \ll 1$). In (*a*) is de waarde van de electrische veldsterkte, in (*b*) de waarde van de magnetische veldsterkte verticaal uitgezet als functie van de afstand z langs de voortplantingsrichting. De dun getekende sinus-krommen stellen de golf bij afwezigheid van de demping voor. Door de waarden van deze sinusfuncties te vermenigvuldigen met de corresponderende waarden van de dempingsfactor (zie (*a*), dun getekend) vindt men de dik getekende krommen, die dus de gedempte golf voorstellen. De vorm van deze krommen is in (*a*) en (*b*) verschillend ten gevolge van het faseverschil tussen **E** en **H**, dat hier $\pi/4$ bedraagt. Daar E, H en de voortplantingsrichting paarsgewijs loodrecht op elkaar staan en bovendien een rechts stelsel vormen, zou men, teneinde een driedimensionaal beeld te krijgen, het vlak van tekening in (*b*) 90° om de z-as moeten draaien en wel zodanig dat de positieve richting van de H-as naar de lezer toe wijst. Zowel de verhouding E°/H° als de golflengte zijn voor een goed geleidend medium een factor van de orde van grootte van $\sqrt{\varepsilon\omega/\sigma}$ kleiner dan voor het vacuum.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

magnetische golf vaak de diëlectrische absorptie en men spreekt ook van diëlectrische verliezen. Men voert dan soms een complexe diëlectrische constante $\underline{\varepsilon}$ in, dwz. men schrijft (10) in de vorm:

$$k^2 = \omega^2 \mu \underline{\varepsilon}$$

met

$$\underline{\varepsilon} = \varepsilon - j\sigma/\omega.$$

De uit de techniek welbekende „verlieshoek" δ, die men kan definiëren als de hoek waarvan de tangens gelijk is aan de met het minteken genomen verhouding van het imaginaire tot het reële gedeelte van $\underline{\varepsilon}$, staat nu in een zeer eenvoudig verband met het faseverschil η tussen **E** en **H**. Immers, uit de laatste twee vergelijkingen en verg. (11) volgt:

$$\delta = 2\eta, \qquad \operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg} 2\eta = \sigma/\varepsilon\omega.$$

De verlieshoek is dus gelijk aan het dubbele faseverschil tussen **E** en **H**. Uit verg. (20) ziet men dat de golflengte van de golf in een diëlectricum $2\pi/k_1$ bedraagt. De demping der golfamplituden per golflengte is dus, wegens (19):

$$e^{-k_2\lambda} = e^{-2\pi k_2/k_1} = e^{-2\pi\operatorname{tg}\eta} = e^{-2\pi\operatorname{tg}(\delta/2)}.$$

Al deze formules zijn nog exact. Maakt men nu gebruik van de onderstelling $\sigma/\varepsilon\omega \ll 1$, dan vindt men met behulp van (10) en (18):

$$k_1 \approx \omega\sqrt{\mu\varepsilon}, \qquad k_2 \approx \frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\mu}{2}}, \qquad \operatorname{tg}\eta \approx \eta = \frac{\delta}{2} = \frac{\sigma}{2\omega\varepsilon}.$$

Uit de vergelijking van deze formules met de formules (1)-(15) volgt dat, in eerste benadering, de golflengte en de verhouding E°/H° hier dezelfde waarden hebben als voor een golf in een niet-geleidend medium. De demping der golfamplituden doet zich ook niet sterk merken zolang $\sigma/\varepsilon\omega$ zeer klein is. De dempingsfactor bedraagt immers per golflengte $e^{-k_2\lambda} \approx e^{-\pi(\sigma/\varepsilon\omega)}$.

Tweede grensgeval: $\varepsilon\omega/\sigma \ll 1$.

Men kan dan in eerste benadering de verschuivingsstroom geheel verwaarlozen, dwz. in het rechterlid van (10) de eerste term weglaten. Men krijgt dus:

$$k^2 \approx -j\mu\sigma\omega$$

en, daar

$$\sqrt{-j} = (1-j)/\sqrt{2},$$

$$k \approx \sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}}(1-j),$$

dwz.

$$k_1 \approx k_2 \approx \sqrt{\frac{\mu\omega\sigma}{2}}, \qquad \eta \approx \frac{\pi}{4}, \qquad \delta \approx \frac{\pi}{2}.$$

Vergelijking van deze formules met de formules (13)-(15) leert dat een electromagnetische golf in een goede geleider er heel anders uitziet dan in een niet-geleidend medium (zie fig. 4). De verhouding E°/H° en de golflengte zijn hier een factor $\sqrt{\varepsilon\omega/\sigma}$ resp. $\sqrt{2\varepsilon\omega/\sigma}$ (met $\varepsilon\omega/\sigma \ll 1$!) kleiner dan in een niet-geleidend medium. Bovendien is de demping zo sterk, dat de veldamplituden over een afstand van één golflengte een factor 0,002 kleiner worden. Immers, de dempingsfactor per golflengte bedraagt in dit geval

$$e^{-k_2\lambda} = e^{-2\pi k_2/k_1} \approx e^{-2\pi} \approx 0{,}002.$$

Deze sterke absorptie van de electromagnetische golf staat in nauwe betrekking tot het h u i d e f f e c t. Uit de theorie van het huideffect is nl. bekend, dat de zg. indringdiepte d gegeven is door

$$d = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$$

en deze blijkt dus gelijk te zijn aan $1/k_2$.

De betekenis van de indringdiepte d volgt uit het feit dat de amplitude der dichtheid van een hoogfrequente stroom in een geleider van buiten naar binnen afneemt evenredig met $e^{-z/d}$, waarin z de diepte onder het oppervlak van de geleider voorstelt. Nu nemen de amplituden van de **E**, **H**-golf af, wegens (20), volgens precies dezelfde wet, met dezelfde waarde van $d = 1/k_2$. Deze overeenkomst is begrijpelijk, indien men de hoogfrequente stroom opvat als veroorzaakt door het electromagnetische veld, dat van buiten in de geleider tracht binnen te dringen.

Is bijv. $\lambda = 10$ cm (in vacuum), dan vindt men uit de boven gegeven formule voor de indringdiepte d, dat deze voor koper ($\sigma = 5{,}8 \cdot 10^7$ ohm^{-1} · m^{-1}) slechts $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ m bedraagt.

Voortplanting der golven in een door geleiders begrensd homogeen medium

Randvoorwaarden

In werkelijkheid is een homogeen medium, in tegenstelling tot hetgeen wij in het vorige hoofdstuk onderstelden, nooit onbegrensd. Zo is bijv. het homogene medium, lucht, in een trilholte of in een golfpijp begrensd door metalen wanden. Zulke wanden kunnen natuurlijk worden opgevat als een ander homogeen medium. De waarden van ε, μ en σ maken dus aan het grensoppervlak tussen lucht en metaal een s p r o n g. Een analoge situatie doet zich voor aan de grens tussen elke twee homogene media.

Op grond van wat hier tot nu toe over de mathematische grondslagen der M a x w e l l-theorie is medegedeeld, is het geenszins duidelijk, hoe men zulk een situatie mathematisch moet behandelen. Wij weten wel dat in elk van de twee media zich vlakke (gedempte) golven kunnen voortplanten, maar wij weten nog niet hoe wij aan het grensoppervlak de amplituden en fasen van een vlakke golf in het ene medium aan die van een vlakke golf in het andere medium moeten „aanpassen". Dat er een of ander „aanpassingsvoorschrift" noodzakelijk is, dat dus de aanpassing niet willekeurig kan zijn, volgt onmiddellijk uit het bestaan van de empirisch vastgestelde wetmatigheden bij de doorgang van een vlakke golf van het ene medium naar het andere (brekings- en terugkaatsingswetten).

Het blijkt dat zulk een algemeen (dwz. niet slechts tot vlakke golven beperkt) „aanpassingsvoorschrift", dat tot uiting komt in het bestaan van bepaalde r a n d v o o r w a a r d e n waaraan **H**, **B**, **E** en **D** aan het grensoppervlak moeten voldoen, zich inderdaad laat afleiden uit de grondvergelijkingen van M a x w e l l. Wij zullen hier dit aanpassingsvoorschrift niet algemeen formuleren, maar slechts voor het bijzondere geval waarin één van de twee media een v o l k o m e n geleider is ($\sigma = \infty$). Wij zullen nl. in de beschouwingen van dit artikel metalen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

steeds door volkomen geleiders vervangen, waarbinnen dus het electromagnetische veld exact nul is. Dit is in eerste benadering zeker geoorloofd (en ook algemeen gebruikelijk), daar, zoals wij aan het voorbeeld van vlakke golven hebben gezien, het electromagnetische veld bij hoge frequentie een goede geleider nauwelijks binnendringt. Interesseert men zich voor de energieverliezen — en dat is in de techniek uiteraard het geval — dan moet men in een volgende benadering correcties invoeren voor dit zwakke binnendringen van het veld in het metaal.

De reden waarom men de geleiders meestal als volkomen veronderstelt, is dat de randvoorwaarden bijzonder eenvoudig worden, indien het electromagnetische veld in het inwendige van een van de twee media exact nul is. De randvoorwaarden voor het geval dat geen van de twee media volkomen geleidend is, leiden daarentegen in de meeste problemen tot grote mathematische moeilijkheden.

De randvoorwaarden voor een volkomen geleider kan men nu als volgt formuleren. Men ontbindt **E** aan het grensoppervlak tussen de geleider en het andere medium (niet noodzakelijk vacuum!) in een tangentiële component E_t en een normale component E_n; als positieve richting van de normaal beschouwen wij daarbij de richting van de geleider naar het andere medium. Hetzelfde doet men ook met **H**. Dan geldt aan het grensoppervlak:

$$E_t = 0, \quad H_n = 0, \quad \ldots\ldots \quad (21)$$

$$\varepsilon E_n = s, \quad H_t = i, \quad \ldots\ldots \quad (22)$$

waarbij s en i de betekenis hebben van de dichtheid van een oppervlaktelading (in coulomb/m²) resp. van de dichtheid van een oppervlaktestroom (in ampere/m); deze stroom staat loodrecht op de richting van **H**, en wel zo, dat de (positieve) richting van de normaal van het oppervak, de richting van **H** en de richting waarvan i vloeit, een rechts systeem vormen.

Om de betekenis van de „oppervlaktestroom" beter te begrijpen, denke men bijv. aan een draad waarin een hoogfrequente wisselstroom vloeit. Ten gevolge van het „huideffect" zal de dichtheid van deze stroom slechts in een dun oppervlaktelaagje van de draad meetbare waarden hebben. Men kan dus ruw zeggen dat de stroom „langs de oppervlakte" van de draad vloeit. De dichtheid van deze „oppervlaktestroom" zal dan gelijk zijn aan de stroomsterkte (in amperes) gedeeld door de omtrek (in meters) van de dwarsdoorsnede van de draad. De zo berekende dichtheid is volkomen anoloog aan de in verg. (22) optredende grootheid i in het grensgeval waarin het geleidingsvermogen van het draadmateriaal oneindig wordt.

Methoden voor het oplossen der grondvergelijkingen

Om nu te weten te komen hoe de electromagnetische velden zich in vacuum kunnen voortplanten bij aanwezigheid van (volkomen) geleiders, kan men twee verschillende wegen bewandelen.

De ene weg is analoog aan de weg die wij in het vorige hoofdstuk hebben gevolgd: uit de vergelijkingen (1)-(2), die een integraalvorm hebben, leidt men, door geschikte integratie-contouren te kiezen, de Maxwell-vergelijkingen in de differentiaalvorm af, waarvan de verg. (5) - (6) dus een speciaal geval zijn. Het enige verschil met wat wij vroeger deden, is dat het electromagnetisch veld nu niet van één coordinaat afhangt, maar van alle drie. Heeft men eenmaal de differentiaalvergelijkingen van Maxwell voor het algemene geval, dan is het probleem, voor iedere gegeven configuratie van geleiders, teruggebracht tot het vinden van de oplossingen van een systeem van simultane differentiaalvergelijkingen met inachtneming van de randvoorwaarden (21)-(22). Deze methode is volstrekt algemeen en zij is ook in vele gevallen de enige geschikte. Wij zullen haar in Deel II van dit artikel (dat in een volgende nummer van dit tijdschrift zal verschijnen) nog nader toelichten aan het voorbeeld van golfpijpen met cirkelvormige doorsnede.

Wij zullen echter eerst een andere methode volgen, die in principe niet minder algemeen is, hoewel meestal omslachtig. Daarentegen laat zij, althans in eenvoudige gevallen, beter uitkomen, wat in de verkregen oplossingen physisch essentieel is. Deze andere weg gaat uit van de opmerking, dat de grondvergelijkingen (1)-(2) lineair zijn, dwz. dat zij geen producten van veldcomponenten bevatten en dat dientengevolge een willekeurige lineaire combinatie van haar oplossingen ook een oplossing is. Voor de onbegrensde, lege ruimte betekent dit dat een situatie waarin zich een willekeurig aantal vlakke golven, met willekeurige richting en grootte van de electrische vector [7]), in willekeurige richtingen voortplanten, in overeenstemming is met de grondvergelijkingen. Zijn er (volkomen) geleiders aanwezig, dan wordt deze willekeur aanzienlijk beperkt: alleen die superposities van vlakke golven zijn toelaatbaar, welke aan de randvoorwaarden voldoen. Voor eenvoudige configuraties van geleiders kan men zulke toelaatbare superposities van vlakke golven gemakkelijk vinden [8]). Dit zullen we in hetgeen volgt aan enkele voorbeelden illustreren.

[7]) Onder een „vlakke golf" zullen wij hier en in het vervolg steeds een harmonische, lineair gepolariseerde, vlakke golf verstaan. Voor zulk een golf is **H** ondubbelzinnig bepaald door **E** en de voortplantingsrichting.

[8]) De eerste, die de voortplanting der golven in golfpijpen als een probleem van superpositie van vlakke golven heeft behandeld, was L. Brillouin (Rev. Gén. d'Electr. **40**, 227, 1936).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voortplanting der golven tussen evenwijdige platte geleidende vlakken en in rechthoekige golfpijpen

Wij zullen thans aan de hand van het boven geschetste „superpositie-principe" nader beschouwen hoe zich electromagnetische golven kunnen voortplanten bij de drie volgende configuraties van geleiders in vacuum: 1) de ruimte is aan één kant, bijv. aan de onderkant, door een oneindig lang en breed, geleidend plat vlak begrensd (*fig. 5a*); 2) de ruimte is zowel van onderen

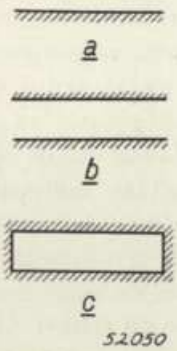


Fig. 5. Schematische voorstelling van de in de tekst beschouwde configuraties van geleiders: *a*) één oneindig lang en breed plat vlak, *b*) twee zulke vlakken evenwijdig aan elkaar, *c*) een rechthoekige golfpijp, dwz. twee paren van vlakken van het geval (*b*), waarbij de twee paren loodrecht op elkaar staan. In alle drie gevallen staat het vlak van tekening loodrecht op de geleidende vlakken.

als van boven begrensd, nl. door twee evenwijdige platte vlakken (fig. 5*b*); 3) de ruimte is aan vier kanten begrensd door twee paren van evenwijdige platte vlakken, waarbij de twee paren loodrecht op elkaar staan (fig. 5*c*). Het laatste geval stelt een technisch belangrijk voorbeeld van een golfpijp voor, en wel dat van een golfpijp met een rechthoekige doorsnede.

Een enkele vlakke golf

Wij beginnen met de opmerking dat één enkele vlakke golf wel een toelaatbare oplossing kan zijn voor de configuraties van fig. 5*a,b* maar niet voor de golfpijp van fig. 5*c*. Inderdaad: in de gevallen van fig. 5*a,b* is het voldoende de vlakke golf zodanig te kiezen dat haar voortplantingsrichting evenwijdig is aan de geleidende platte vlakken en dat haar electrische vector loodrecht op die vlakken staat. Dan is nl. aan de randvoorwaarden (21) automatisch voldaan: immers, de op de geleidende vlakken normale component van **H** en de met deze vlakken evenwijdige component van **E** zijn hier overal nul. Uit de verg. (22) volgen dan onmiddellijk de waarden van de oppervlaktelading en -stroom. Elke andere keuze van de voortplantingsrichting van de vlakke golf of van de richtingen van **E** en **H** zouden daarentegen in strijd zijn met de randvoorwaarden. Nu is het gemakkelijk in te zien, dat men bij de toegelaten keuze van de vlakke golf niet twee nieuwe platte, geleidende vlakken kan aanbrengen (geval van fig. 5*c*) zonder met de randvoorwaarden (21) aan deze nieuwe vlakken in strijd te komen. Een enkele vlakke golf kan zich dus in een rechthoekige golfpijp niet voortplanten.

Hieruit kan men echter verdergaande conclusies trekken. In de eerste plaats is het duidelijk dat evenmin een superpositie van vlakke golven, die alle een voortplantingsrichting evenwijdig aan de as van de rechthoekige golfpijp hebben, een toelaatbare golf kan opleveren. In de tweede plaats is de voortplanting van een zuiver transversale, maar eventueel niet vlakke golf in een rechthoekige golfpijp, dwz. van een golf waarvoor zowel **E** als **H** geen component in de richting van de as van de golfpijp hebben, ook onmogelijk (want deze laat zich voorstellen — zoals men kan bewijzen — als een superpositie van vlakke golven die zich alle evenwijdig aan de as van de golfpijp voortplanten). De geldigheid van dit resultaat is niet beperkt tot rechthoekige golfpijpen. Zolang een golfpijp uit één geleider bestaat, dwz. zolang de omtrek van haar dwarsdoorsnede uit één enkele, continue, gesloten lijn bestaat (cirkel, ellips, enz.), blijft dit waar: zuiver transversale golven kunnen zich in zulke golfpijpen niet voortplanten. Bij de golven die zich hierin wel kunnen voortplanten heeft het **E, H**-veld dus altijd een longitudinale component. Daarentegen geldt de stelling niet meer voor een golfpijp die uit twee geleiders bestaat, dwz. een doorsnede heeft die door twee gesloten krommen wordt begrensd: bijv. in een coaxiale kabel kan een zuiver transversale golf zich wel voortplanten.

De boven beschreven situatie, waarbij een zuiver transversale vlakke golf zich voortplant tussen twee oneindige, volmaakt geleidende platte vlakken, vormt de strenge basis voor de behandeling van een Lecher-systeem, bestaande uit twee brede, evenwijdige metalen strippen op een kleine afstand van elkaar. Men kan nl. gemakkelijk aantonen, dat de vergelijkingen voor de stroom en de spanning bij zulk een Lecher-systeem bij benadering aequivalent zijn met de differentiaalvergelijkingen voor een vlakke golf, uit het vorige hoofdstuk. Men moet hiertoe slechts de spanning op een ondubbelzinnige wijze definiëren, daar de stroom in het Lecher-systeem niets anders is dan de totale oppervlaktestroom, die men uit de randvoorwaarde berekent. Wij willen hierop niet nader ingaan, daar wij in Deel II een analoog probleem zullen behandelen, nl. de strenge afleiding van de vergelijkingen die voor een uit twee coaxiale cylinders bestaand Lecher-systeem (de coaxiale kabel) gelden. Wij vermelden slechts, dat de verhouding $E^\circ/H^\circ = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, voor vacuum ongeveer gelijk aan 377 ohm (zie verg. (17)), dan de betekenis van de golfweerstand of karakteristieke impedantie van het Lecher-systeem krijgt. Daarom noemt men soms de grootheid $\sqrt{\mu/\varepsilon}$ de karakteristieke impedantie van het medium voor vlakke golven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Superpositie van twee vlakke golven

Nu zullen wij twee vlakke golven met verschillende voortplantingsrichtingen en E-vectoren, maar met gelijke waarden E van deze vectoren en gelijke frequentie $\nu = \omega/2\pi$, op elkaar superponeren. Wij zullen laten zien dat men, door dit geschikt te doen, electromagnetische golven vindt (natuurlijk niet meer vlak en niet transversaal) die zich in de rechthoekige golfpijp kunnen voortplanten.

Het is duidelijk dat een combinatie van vlakke golven die niet toelaatbaar is voor het geval van fig. 5*a* (resp. 5*b*), zeker niet toelaatbaar zal zijn voor het geval van fig. 5*b* (resp. 5*c*). Daarom zullen we ons eerst met het eenvoudige geval van fig. 5*a* bezig houden.

Laten we beschouwen een vlakke golf die schuin op het platte geleidende vlak invalt, zodanig dat **E** evenwijdig aan het vlak is. Deze golf zullen we de „invallende golf" noemen. De hoek die haar voortplantingsrichting maakt met het geleidende vlak, zij ϑ (zie *fig. 6a*). Uit het boven gezegde

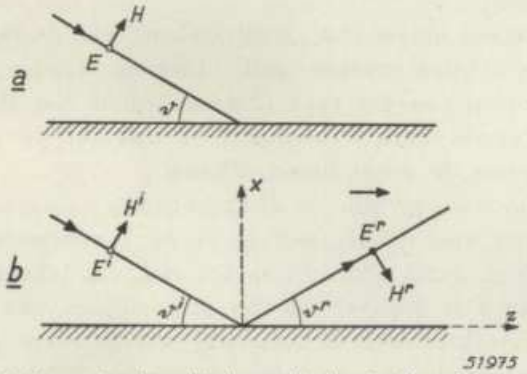


Fig. 6. Voortplantingsrichting en ligging der **E**- en **H**-vectoren bij de in de tekst beschouwde, op een geleidend plat vlak invallende en daardoor teruggekaatste vlakke golven: *a*) de invallende golf, *b*) de invallende en de teruggekaatste golf (de pijl rechts in de figuur geeft de richting van de resulterende golf aan). De **H**-vectoren liggen in het vlak van tekening; de **E**-vectoren staan loodrecht daarop. ● betekent dat een **E**-vector naar de lezer toe is gericht; ○, dat hij de tegenovergestelde richting heeft. De indices *i* en *r* slaan op de invallende resp. teruggekaatste golf.

volgt dat deze golf niet eens voor $\vartheta = 0$ een toelaatbare oplossing van het probleem is. Door echter op de invallende golf een tweede vlakke golf, de „teruggekaatste golf", te superponeren, kunnen we gemakkelijk wel een toelaatbare oplossing construeren. Het is duidelijk dat om aan de randvoorwaarde $E_t = 0$ te voldoen, wij aan het geleidende vlak $\mathbf{E}^{\text{refl}} = -\mathbf{E}^{\text{inv}}$ moeten kiezen („refl" en „inv" slaan hier en in het vervolg op de teruggekaatste resp. invallende golf); daar beide golven vlak zijn, zullen $\mathbf{E}^{\text{refl}}$ en $\mathbf{E}^{\text{inv}}$ dan overal evenwijdig zijn. Nadat wij dit hebben gedaan, is het voldoende teneinde ook aan de randvoorwaarde $H_n = 0$ te voldoen, $\vartheta^{\text{refl}} = \vartheta^{\text{inv}}$ te kiezen. Wij verkrijgen dus de situatie die in fig. 6*b* schematisch is voorgesteld. Het is met behulp van eenvoudige symmetrie-overwegingen niet moeilijk in te zien dat de golf die ontstaat uit de superpositie van deze invallende en teruggekaatste golf, zich in een richting voortplant die evenwijdig is aan het geleidende vlak en loodrecht staat op $\mathbf{E}^{\text{inv}}$ (of $\mathbf{E}^{\text{refl}}$); deze richting is in fig. 6*b* door een pijl aangegeven. Wat is nu de structuur van deze golf? Om een volledig antwoord op deze vraag te verkrijgen, is het 't eenvoudigste, de superpositie van de invallende en de teruggekaatste golf analytisch uit te voeren, dwz. de uitdrukkingen

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{inv}} + \mathbf{E}^{\text{refl}}, \qquad \mathbf{H} = \mathbf{H}^{\text{inv}} + \mathbf{H}^{\text{refl}},$$

te vormen. Indien men het coordinatenstelsel x, y, z kiest zoals in fig. 6*b* aangegeven (de vergelijking van het geleidende vlak is dan $x = 0$), vindt men na een gemakkelijke berekening de volgende uitdrukkingen:

$$\left.\begin{aligned} E_y &= A \sin(xk \sin\vartheta)\, e^{j(\omega t - zk\cos\vartheta)},\\ H_x &= A\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos\vartheta \sin(xk\sin\vartheta)\, e^{j(\omega t - zk\cos\vartheta)},\\ H_z &= A\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sin\vartheta \cos(xk\sin\vartheta)\, e^{j(\omega t - zk\cos\vartheta - \pi/2)},\\ E_x &= E_z = H_y = 0 \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

(A = willekeurige constante, $k = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = \omega/c = 2\pi/\lambda$, waarin λ de golflengte is van elk der vlakke golven).

Wij zien hieruit dat de resulterende golf zich inderdaad evenwijdig aan het geleidende vlak en loodrecht op haar **E**-vector voortplant. Haar fasesnelheid v is

$$v = \omega/k\cos\vartheta = c/\cos\vartheta,$$

dus groter dan c; haar golflengte λ_z is

$$\lambda_z = v/\nu = c/\nu\cos\vartheta = \lambda/\cos\vartheta\,. \qquad (24)$$

De structuur van de golf (23) is vrij ingewikkeld. Wel staan hier, zoals bij een vlakke golf, **E** en **H** loodrecht op elkaar; maar, terwijl het **E**-veld wel transversaal is, is dit niet meer het geval voor het **H**-veld: het magnetische veld heeft hier, in afwijking van de situatie bij een vlakke golf, een component in de voortplantingsrichting. Een dergelijke golf noemt men „transversaal electrisch" (afkorting TE-golf) of ook een „H-golf". Verder zien wij dat de golf niet meer lineair gepolariseerd is: de richting van **H** in elk punt van de ruimte verandert in het algemeen met de tijd, doordat H_x en H_z 90° in fase verschillen. Ten slotte constateren

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wij dat de golf ook niet meer vlak is. De waarde van het E, H-veld in een vlak loodrecht op de voortplantingsrichting (z-richting) hangt nl. nog van x af: voor z = const. variëren H_x, H_z, E_y sinusoidaal met x, dwz. langs de x-richting gedraagt de golf (23) zich als een staande golf. In het bijzonder is $H_x = 0$ en $E_y = 0$ (onafhankelijk van de waarde van t) in elk vlak dat aan het geleidende vlak evenwijdig is en waarvoor geldt:

$$x = \frac{m\pi}{k \sin \vartheta} = \frac{m\lambda}{2 \sin \vartheta} \quad (m = 0, 1, 2 \ldots), \quad (25)$$

of, indien wij de golflengte

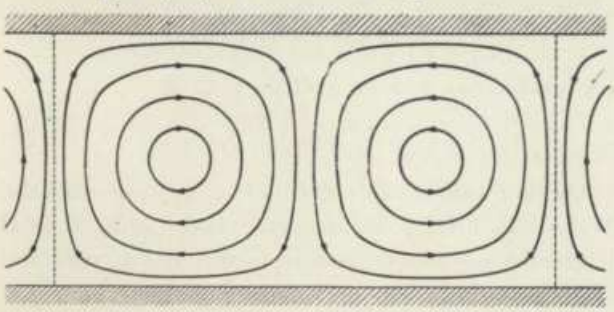
$$\lambda_x = \lambda / \sin \vartheta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

van de bedoelde staande golf invoeren,

$$2x = m\lambda_x \quad (m = 0, 1, 2 \ldots), \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

hetgeen een zeer aanschouwelijke voorwaarde is.

Dit feit heeft een zeer belangrijke consequentie. Brengt men nl. boven het geleidende vlak $x = 0$, daaraan evenwijdig, een tweede geleidende vlak aan, op een afstand x die aan (25) voldoet, dan is automatisch ook aan dit tweede vlak aan de randvoorwaarden $E_t = H_n = 0$ voldaan; dwz. de golf (23) is ook een toelaatbare oplossing van het probleem van fig. 5*b*, mits de afstand tussen de geleidende vlakken aan (25) voldoet. Wij kunnen echter de juistheid van een nog verder gaande bewering verifiëren; nl. dat de golf (23) — steeds onder de voorwaarde (25) — ook een toelaatbare oplossing is van het probleem van de rechthoekige golfpijp. Immers, indien wij nog twee geleidende vlakken, op een willekeurige afstand van elkaar, evenwijdig aan de voortplantingsrichting van de golf (23) en loodrecht op haar E-vector (die de richting van de y-as heeft) aanbrengen, dan is automatisch ook aan deze twee nieuwe geleidende vlakken aan de randvoorwaarden (21) voldaan. Verschillende waarden van m beantwoorden daarbij aan een verschillende structuur van de golf (m is gelijk aan het aantal „buikvlakken" van de langs de x-richting staande golf). Daarom worden de H-golven van het type (23) aangeduid met H_{m0}; de tweede index 0 herinnert er aan dat de golf niet van de y-coordinaat afhangt.

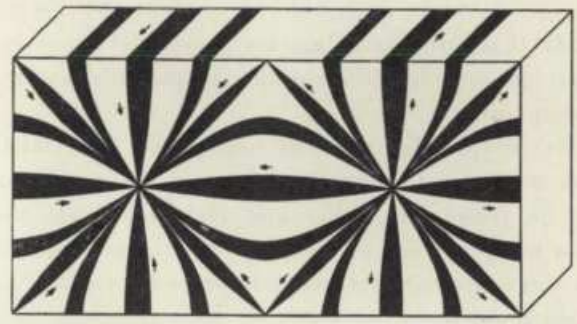


52094

Fig. 7. Verloop der H-lijnen bij een H_{10}-golf in een rechthoekige golfpijp („momentopname"); een doorsnede, evenwijdig aan één paar van wanden (dus ook aan de voortplantingsrichting). De E-lijnen staan loodrecht op het vlak van tekening. De H-lijnen worden gegeven door de vergelijking

$$\sin 2\pi\xi \ . \ \sin 2\pi\zeta = \text{constant},$$

waarin $\xi = x/\lambda_x$ en $\zeta = z/\lambda_z$ zijn. De afstand tussen de twee gestippelde, verticale lijnen is gelijk aan λ_x; de afstand tussen de twee horizontale lijnen, die de wanden voorstellen, is gelijk aan $\lambda_x/2$. Het verloop van de H-lijnen bij een H_{m0}-golf verkrijgt men door het beeld voor de H_{10}-golf m keer boven elkaar te tekenen.



52095

Fig. 8. Voorstelling van de dichtheidsverdeling van de oppervlaktestroom op de wanden van een rechthoekige golfpijp waarin zich een H_{10}-golf voortplant („momentopname"). De breedte van de „stroomlijnen", die loodrecht staan op de magnetische krachtlijnen in fig. 6, is evenredig met de stroomdichtheid en ook — wegens randvoorwaarde (22) — met de waarde van de magnetische veldsterkte ter plaatse van de wand.

Het verloop van de H-krachtlijnen (voor t = const.) van de H_{10}-golf is in *fig. 7* voorgesteld; E-lijnen staan loodrecht op het vlak van tekening. In *fig. 8* is het verloop der stroomlijnen van de oppervlaktestroom schetsmatig weergegeven. Dit verloop volgt uit de randvoorwaarden (22).

Bij de boven beschreven „constructie" van de H_{m0}-golven zijn we uitgegaan van een schuin op het geleidende platte vlak invallende vlakke golf waarvan de electrische vector E evenwijdig aan het geleidende vlak stond. Waren wij een dergelijke constructie begonnen met een schuin invallende vlakke golf, waarvan de magnetische vector H evenwijdig aan het geleidende vlak was, dan hadden wij op precies dezelfde wijze een golf verkregen — de „transversaal magnetische" (TM-golf) of „E-golf", en wel een „E_{m0}-golf" —, die zich wel tussen twee evenwijdige, platte vlakken (fig. 5*b*) zou kunnen voortplanten, echter niet in een rechthoekige golfpijp (fig. 5*c*). Immers, uit de volkomen analogie tussen een E_{m0}-golf en een H_{m0}-golf volgt onmiddellijk dat, zoals voor een H_{m0}-golf E de richting van de y-as heeft en niet van y afhangt (zie verg. (23)), voor een E_{m0}-golf H ook de richting van de y-as moet hebben en niet van y kan afhangen. Men zou dus de twee wanden van de golfpijp die loodrecht op de y-as staan, onmogelijk zodanig kunnen aanbrengen, dat aan die wanden overal aan de randvoorwaarde $H_n = 0$ zou worden voldaan. Door superpositie van twee vlakke golven is het dus niet mogelijk in rechthoekige golfpijpen toelaatbare E-golven te verkrijgen. Hiertoe is een superpositie van minstens vier vlakke golven nodig. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

E-golven die men dan vindt zijn ingewikkelder van structuur: zij gedragen zich niet slechts langs de x-richting, maar ook langs de y-richting, als staande sinusoidale golven, en daarom worden zij als „E_{mn}-golven" aangeduid. Door geschikte superpositie van vier vlakke golven kan men verder ook de met „E_{mn}-golven" analoge H-golven construeren, de „H_{mn}-golven".

De critische frequentie

In de bovenstaande beschouwing hebben wij de ligging van de geleidende vlakken aan de structuur van de golf (23) als het ware aangepast. Men zou misschien geneigd kunnen zijn, hieruit de conclusie te trekken dat een H_{m0}-golf zich in een rechthoekige golfpijp alleen kan voortplanten voor een discontinue reeks der waarden van de afstand tussen twee evenwijdige wanden. Evenwel is een dergelijke conclusie niet juist. Is de bedoelde afstand a gegeven, dan moet men in (25) $x = a$ stellen en hieruit de hoek ϑ, die, evenals m, de rol van een vrije parameter speelt, bepalen:

$$\sin\vartheta = \frac{m\lambda}{2a}\ (m = 0, 1, 2 \ldots.). \quad . \quad . \quad (28)$$

Met behulp van verg. (28) kunnen wij ϑ uit verg. (23) elimineren. Wij verkrijgen dan voor de H_{mo}-golf de volgende uitdrukkingen:

$$\left.\begin{aligned} E_y &= A \sin\frac{m\pi x}{a}\, e^{2\pi j\varphi},\\ H_x &= A \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sqrt{1-\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2}\sin\frac{m\pi x}{a}\, e^{2\pi j\varphi},\\ H_z &= A \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2\cos\frac{m\pi x}{a}\, e^{2\pi j(\varphi-1/4)},\\ E_x &= E_z = H_y = 0, \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

waarin

$$\varphi = \nu\left\{t - \frac{z}{c}\sqrt{1-\left(\frac{m\lambda}{2a}\right)^2}\right\}. \quad . \quad . \quad (30)$$

De bepaling van een reële hoek ϑ uit verg. (28) is echter niet altijd mogelijk. Want men vindt uit deze vergelijking slechts dan een reële hoek ϑ, indien het rechterlid $\leqq 1$ is, dwz. bij gegeven $m \geqq 1$, slechts indien λ niet groter is dan een bepaalde golflengte, die men de critische golflengte λ_{cr} noemt en die gegeven is door

$$\lambda_{cr} = \frac{2a}{m} \quad (m = 1, 2 \ldots.); \quad . \quad . \quad (31)$$

de frequentie ν moet dus groter zijn dan de critische frequentie $\nu_{cr} = mc/2a$.

Voldoet λ aan de voorwaarde $\lambda > \lambda_{cr}$, dwz. is $\vartheta < 90°$, dan kan men de H_{m0}-golf ook opvatten als één vlakke golf (golflengte λ) die tussen een paar evenwijdige geleidende vlakken heen en weer wordt gekaatst en zich op deze zigzagwijze in de z-richting voortplant (zie *fig. 9*). Deze interpretatie leidt tot de conclusie dat voor $\lambda = \lambda_{cr}$, dwz. $\vartheta = 90°$, de

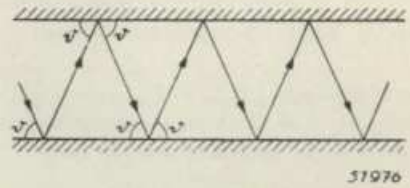


Fig. 9. De zigzagweg van een vlakke golf tussen twee platte vlakken; de situatie waarbij de hoek ϑ bijna 90° bedraagt, beantwoordt aan een golf waarvan de golflengte slechts een weinig kleiner is dan de critische golflengte.

golf zich in de z-richting niet meer kan voortplanten. Dit zullen we nu bevestigen met behulp van de boven opgeschreven formules, waarbij tevens duidelijk zal worden wat er gebeurt wanneer $\lambda > \lambda_{cr}$. Daar, wegens (28) en (31),

$$\cos\vartheta = \sqrt{1-(m\lambda/2a)^2} = \sqrt{1-(\lambda/\lambda_{cr})^2}, \quad . \quad (32)$$

is de z-afhankelijkheid van de golf (29)-(30) gegeven door

$$e^{-2\pi j z\sqrt{(1/\lambda)^2-(1/\lambda_{cr})^2}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

Voor $\lambda = \lambda_{cr}$ wordt de exponent nul, dwz. de golf (29) hangt inderdaad niet meer van z af; zij is slechts een staande golf langs de x-richting. Wij zien echter aan de uitdrukking (33) iets meer, nl. dat de golf (29) voor $\lambda > \lambda_{cr}$ gedempt is, want dan is de uitdrukking onder het wortelteken negatief, dwz. de exponent reëel. Voor $\lambda > \lambda_{cr}$ stelt (29) dus een langs de x-richting staande golf voor, waarvan de amplituden exponentieel van z afhangen.

De practische gevolgen van het bestaan van de critische frequentie is nu duidelijk. Een H_{m0}-golf kan zich in een rechthoekige golfpijp niet voortplanten als haar frequentie ν kleiner is dan ν_{cr}: wordt zulk een golf aan de ingang van de golfpijp binnengelaten, dan gaat zij over in een (loodrecht op de as van de golfpijp) staande golf, waarvan de amplituden langs de as van de golfpijp exponentieel afnemen, zodat men op enige afstand van de ingang niets meer van haar merkt.

Dit resultaat kan men ook als volgt aanschouwelijk interpreteren. Uit (27) en (31) leidt men direct af dat

$$\lambda_{cr} = \lambda_x. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

Men kan dus zeggen dat een golf met $\lambda > \lambda_{cr}$ zich in de golfpijp niet kan voortplanten, „doordat" haar golflengte te groot is, om een staande golf in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de x-richting te kunnen vormen, die bij gegeven waarden van a en m past.

Uit de bovenstaande beschouwing is het duidelijk dat de demping van de staande golf voor $\lambda > \lambda_{cr}$ geen absorptieverschijnsel is; immers, indien de wanden van de golfpijp volkomen geleidend zijn, wordt daarbij geen warmte ontwikkeld.

Heeft men te maken met H_{mn}- of E_{mn}-golven, die dus zowel in de x-richting als in de y-richting staande golven voorstellen, dan wordt de critische golflengte gegeven door:

$$\frac{1}{\lambda_{cr}} = \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_y}\right)^2},$$

waarbij

$$\lambda_x = \frac{2a}{m}, \qquad \lambda_y = \frac{2b}{n};$$

a en b zijn de dwarsafmetingen van de rechthoekige golfpijp. Hieruit zien we dat de H_{10}-golf ($m = 1, n = 0$) de kleinste critische frequentie heeft, en wel (wij onderstellen $a > b$):

$$\frac{c}{\nu_{cr}} = \lambda_{cr} = 2a. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (33)$$

Daarom is de H_{10}-golf technisch bijzonder belangrijk.

Men kan algemeen bewijzen dat er voor elke niet zuiver transversale golf bij een willekeurige golfpijp een critische frequentie $\nu_{cr} > 0$ bestaat. Nu hebben wij reeds eerder gezien dat een zuiver transversale golf zich niet kan voortplanten in golfpijpen waarvan de dwarsdoorsnede door één enkele continue lijn begrensd is (bijv. rechthoekige, cirkelvormige of elliptische golfpijpen). Zulke golfpijpen gedragen zich dus als filters die de laagfrequente componenten van een willekeurige electromagnetische golf die aan hun ingang wordt binnengelaten, „afsnijden".

In dit verband is het misschien niet overbodig er de aandacht op te vestigen dat wij in dit artikel ons alleen met het probleem bezighouden, welke voortplantingswijzen van electromagnetische golven in golfpijpen mogelijk zijn. Het niet minder belangrijke maar moeilijker probleem, welke van de mogelijke golven zich feitelijk in een golfpijp zullen instellen wanneer men aan haar ingang bijv. een stralende antenne plaatst, laten wij buiten beschouwing.

Demping der golven ten gevolge van verliezen

In het bovenstaande hebben we steeds aangenomen dat de geleiders volmaakt waren en dat het medium waarin de golven zich voortplanten vacuum was. Bij de werkelijke golfpijpen is het medium meestal lucht en zijn de wanden uiteraard niet volkomen geleidend. Dit heeft ten gevolge dat de golven in golfpijpen altijd gedempt zijn, want de lucht kan tot „diëlectrische verliezen" aanleiding geven en het eindige geleidingsvermogen der metalen wanden tot de ontwikkeling van Joule-warmte. Daarbij is het eerste effect onder normale omstandigheden natuurlijk verwaarloosbaar klein vergeleken met het tweede effect.

De diëlectrische verliezen kan men exact in rekening brengen door vlakke gedempte golven op de beschreven manier op elkaar te superponeren. Zoals wij in een vorig hoofdstuk hebben uiteengezet, wordt k dan een complex getal: $k = k_1 - jk_2$. De amplituden van de veldvectoren van de resulterende golf worden elk met een factor $e^{-k_2 z}$ vermenigvuldigd; k_1 speelt de rol die $k = \omega/c$ in vacuum heeft gespeeld. Is het geleidingsvermogen van het diëlectricum zeer klein, dan is $k_1 \approx k$, zodat de waarden van de critische frequentie nauwelijks veranderen.

De demping van de golven, die veroorzaakt wordt door de verliezen in de wanden, berekent men slechts bij benadering. Men onderstelt dat deze demping tot uiting komt in de vorm van een factor $e^{-\alpha z}$ waarmee alle veldamplituden worden vermenigvuldigd. Wij willen er niet nader op ingaan hoe men dan α berekent, doch slechts vermelden dat daarbij de kennis van de verdeling van de oppervlaktestroom op de wanden essentieel is. Men berekent nl. de verliezen door zich deze stroom „uitgesmeerd" voor te stellen in een laagje ter dikte van de „indringdiepte" d.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE ROL VAN ZUURSTOF EN STIKSTOF BIJ HET BOOGLASSEN

door J. D. FAST. 621.791.753:669.1.014.6:541.123.28

Als voorbereiding tot een volgend artikel waarin de functie van de bekleding der laselectroden aan een nadere analyse zal worden onderworpen, wordt hier de inwerking van zuurstof en stikstof op ijzer en staal uitvoerig behandeld. Het artikel is gewijd aan de schatting van de oplosbaarheid van zuurstof en stikstof in vloeibaar en vast ijzer en aan een bespreking van de schadelijke en nuttige werkingen van deze elementen bij het electrisch lassen. Als schadelijke werkingen worden besproken het veroorzaken van porositeit en het nadelig beïnvloeden van de mechanische sterkte, als nuttige werkingen het bevorderen van de warmte-overdracht en van het transport van het metaal door de boog. Daarbij komt ook de rol van de reactie tussen zuurstof en koolstof ter sprake.

Bij het booglassen volgens de algemeen toegepaste methode van Slavianoff wordt een vlamboog getrokken tussen het te lassen werkstuk en een metalen staaf, de zg. laselectrode. Deze smelt tijdens het lassen af en fungeert dus niet alleen als electrode, maar ook als vulstaaf.

Aanvankelijk werden geen maatregelen genomen om het afsmeltende metaal te beschermen tegen de inwerking van de zuurstof en de stikstof uit de lucht, waardoor lassen van zeer slechte kwaliteit werden verkregen. Last men met onbeschermde staven van zacht staal, bevattende bijv. 0,1% C, 0,1% Si en 0,4% Mn, dan constateert men dat het gehalte aan deze elementen, bij de overgang van het metaal naar het werkstuk, door oxydatie tot zeer lage waarden daalt. Daarentegen stijgt het oorspronkelijk zeer geringe gehalte aan zuurstof en stikstof tot bijv. 0,15% N en 0,25% O, zoals uit de chemische analyse van de lasrups blijkt. In overeenstemming hiermede constateert men bij het microscopische onderzoek van het neergesmolten metaal de aanwezigheid van veel oxyde en nitride. Tevens blijken vele holten in het metaal aanwezig te zijn, waarvan het ontstaan is te wijten aan de vorming van koolmonoxyde door oxydatie van de in het staal aanwezige koolstof, en tevens, zoals we zullen aantonen, aan het vrijkomen van stikstof bij het afkoelen en het stollen van het metaal.

Om lassen met bevredigende mechanische eigenschappen te verkrijgen, is het dan ook noodzakelijk het van lasstaaf naar werkstuk overgaande metaal tegen de inwerking van zuurstof en stikstof te beschermen.

In principe wordt deze bescherming op de eenvoudigste wijze verkregen door het lassen uit te voeren in een gas dat geheel vrij is van bestanddelen die met ijzer reageren. Grote bekendheid heeft bijv. het lassen in waterstof verkregen. Men maakt hierbij tevens een nuttig gebruik van de grote hoeveelheid warmte, vrijkomende bij de recombinatie van de in de boog gevormde atomaire waterstof.

Deze methode van bescherming is echter tamelijk kostbaar en wordt daarom alleen in speciale gevallen gebruikt. Hetzelfde geldt voor het de laatste tijd ontwikkelde lassen in helium en argon.

Een meer economische bescherming wordt verkregen door de lasstaven met stoffen te bedekken die tijdens het lassen de zuurstof en stikstof van het metaal verwijderd houden, hetzij doordat ze grote hoeveelheden andere gassen ontwikkelen (organische stoffen), hetzij doordat ze een afsluitende slak op het metaal vormen (minerale stoffen).

Veelal wordt ook van een combinatie van beide werkingen gebruik gemaakt.

In een volgend artikel zullen wij uitvoerig ingaan op de bescherming die door een slak wordt geboden. Alvorens dit te kunnen doen, is het noodzakelijk in dit artikel de inwerking van zuurstof en stikstof op ijzer en staal aan een nader onderzoek te onderwerpen. Hierbij zal het verouderde lassen met onbeklede electroden slechts ter sprake komen voor zover dit kan bijdragen tot een beter begrip van de rol van de bekleding.

Wij zullen onze aandacht vooral op de kwesties concentreren die voor de lastechniek van belang zijn. Dit zijn:

a) De oplosbaarheid van zuurstof en stikstof in vloeibaar ijzer tussen zijn smeltpunt en kookpunt, omdat dit aanwijzingen kan geven over de hoeveelheden die maximaal bij het lassen kunnen worden opgenomen.

b) De oplosbaarheid van zuurstof en stikstof in vast ijzer, en wel in α-ijzer (de beneden 910 °C stabiele, ruimtelijk gecentreerde modificatie), omdat dit kan bijdragen tot een inzicht in de invloed van deze elementen op de mechanische eigenschappen der lassen.

c) De chemische reactie tussen in vloeibaar ijzer opgeloste zuurstof en koolstof, omdat deze reactie porositeit van de lassen kan veroorzaken en, wat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nog belangrijker is, de drijvende kracht levert voor de overgang van het metaal van de lasstaaf naar het werkstuk.

In het laatste gedeelte van het artikel zullen we de schadelijke en de nuttige werking van zuurstof en stikstof bij het lasproces nader bespreken.

Het systeem ijzer-zuurstof

Oplosbaarheid van zuurstof in vloeibaar en vast ijzer

Werkt zuurstof op gesmolten ijzer in, dan gaat bij voldoend lange duur van de inwerking al het metaal in gesmolten oxyde over, mits de druk

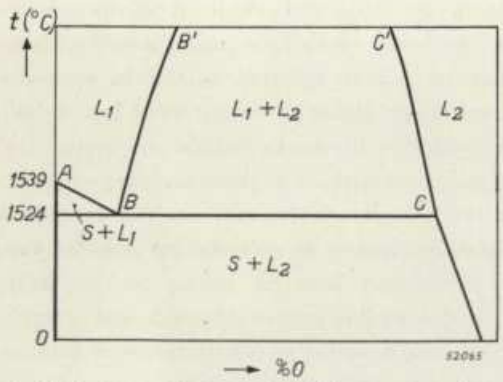


Fig. 1. Gedeelte van het toestandsdiagram van het systeem ijzer-zuurstof, schematisch voorgesteld. Hierin duidt S vast ijzer aan, L_1 vloeibaar ijzer met er in opgeloste zuurstof en L_2 vloeibaar ijzeroxyde van variabele samenstelling. De lijn BB' is de oplosbaarheidskromme van zuurstof in vloeibaar ijzer. De oplosbaarheid van zuurstof in vast ijzer is zo gering dat de oplosbaarheidskromme hier practisch samenvalt met de t-as. De ligging van de punten C en C' wijkt niet veel af van de stoechiometrische samenstelling FeO.

van de zuurstof een bepaalde waarde overschrijdt. Men kan dit aflezen uit het partiële toestandsdiagram van het systeem ijzer-zuurstof (*fig. 1*), als men bedenkt dat met elk percentage zuurstof en elke temperatuur een bepaalde partiële druk van de zuurstof correspondeert.

Stellen we ons voor dat we bij constante temperatuur (bijv. 1600 °C) de zuurstofdruk boven het vloeibare ijzer van de waarde nul af geleidelijk laten stijgen, dan zal de toestand van verzadiging, aangegeven door de oplosbaarheidskromme BB' in het schematische diagram, reeds bij een zeer geringe druk van de zuurstof bereikt worden. Bij 1600 °C heeft deze druk een waarde van ca 10^{-8} atm. Zodra de toestand van verzadiging bereikt is, begint zich naast de vloeibare metallische phase een vloeibare oxydische phase te vormen, waarvan de samenstelling door de ligging van de lijn CC' wordt aangeduid. Volgens de phasenregel van Gibbs moet de druk nu constant blijven (ca 10^{-8} atm) tot al het metaal in deze oxydische phase is overgegaan.

Immers, bedraagt bij een systeem het aantal onafhankelijke componenten C en het aantal phasen P, dan wordt, volgens de phasenregel van Gibbs, het aantal variabelen F dat nog nodig is om de toestand van het systeem volledig te bepalen, gegeven door $F = C - P + 2$. In het beschouwde geval geldt dus voor het gebied, links en rechts begrensd door de lijnen BB' en CC', $F = 2 - 3 + 2 = 1$. In dit gebied is dus de toestand van het systeem een functie van slechts één variabele, bijv. de druk of de temperatuur. Kiest men voor deze variabele de temperatuur, dan is de druk een functie van de temperatuur alleen. Legt men de waarde van de temperatuur vast, zoals wij dit hebben gedaan door de temperatuur gelijk 1600 °C te onderstellen, dan wordt dus daardoor ook de druk vastgelegd.

Laten we bij de constante temperatuur van 1600 °C de druk van de zuurstof verder stijgen, dan neemt het vloeibare oxyde, waarvan de samenstelling op de lijn CC' niet ver van de stoechiometrische samenstelling FeO verwijderd was [1]), geleidelijk meer zuurstof op. Ten slotte wordt bij een druk van 1 atm een gehalte aan zuurstof bereikt, dat reeds groter is dan met de formule Fe_3O_4 correspondeert.

Bij het electrisch lassen met onbeklede electroden is de tijd van inwerking zo kort dat in werkelijkheid niet, zoals door het thermodynamische evenwicht wordt gevorderd, al het metaal in oxyde overgaat, maar dat slechts een gedeeltelijke oxydatie tot stand komt. Vlak onder de afsmeltende lasstaaf vormt zich een gesmolten massa, de zg. poel, bestaande uit een zuurstofhoudende metallische phase, bedekt met een laagje vloeibaar oxyde. Aan het scheidingsvlak zullen deze twee phasen de samenstellingen hebben, aangeduid door de lijnen BB' en CC' in fig. 1. De gemiddelde samenstelling van de metallische phase zal daarentegen gegeven worden door punten een weinig links van BB' gelegen en die van de oxydische phase door punten een weinig rechts van CC' gelegen.

Van belang voor de lastechniek is vooral de ligging van de lijn BB', dwz. de oplosbaarheid van zuurstof (resp. FeO) in vloeibaar ijzer als functie van de temperatuur [2]). Tussen 1800 °K en 2083 °K is deze oplosbaarheid nauwkeurig bepaald door Chipman en Fetters [3]).

Het is zeer belangrijk om ook de oplosbaarheid bij hogere temperaturen te kennen, aangezien er aanwijzingen zijn, dat het van de laselectrode naar het werkstuk overgaande metaal in vele gevallen tot aan het kookpunt van ijzer verhit wordt. Dit kookpunt ligt volgens de meeste experimentele gegevens ergens tussen 2700 °K en 2800 °K.

---

[1]) Volgens sommige onderzoekers ligt de lijn CC' links, volgens andere onderzoekers rechts van de samenstelling FeO.

[2]) Natuurlijk kan men de oplosbaarheid zowel in %O als in % FeO uitdrukken.

[3]) J. Chipman en K. L. Fetters, Trans. Am. Soc. Metals **29**, 953-967, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door enkele eenvoudige onderstellingen te maken omtrent het warmte-effect en de verandering in entropie, die bij het mengen van vloeibaar Fe en vloeibaar FeO optreden, kan men het volgende verband tussen de oplosbaarheid en de temperatuur afleiden [4]):

$$T = \frac{C}{R} \frac{1-2x}{\ln \frac{1-x}{x}} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin is T de absolute temperatuur en x de oplosbaarheid van FeO, uitgedrukt als molfractie, dwz. het aantal moleculen FeO in de verzadigde vloeistof, gedeeld door het totale aantal moleculen. R is de gasconstante en C een constante die experimenteel moet worden bepaald.

Formule (1) leert dat men een rechte lijn door de oorsprong zou moeten krijgen bij het uitzetten van $(1-2x)/\log\,[(1-x)/x]$ als functie van T. Zoals *fig. 2*

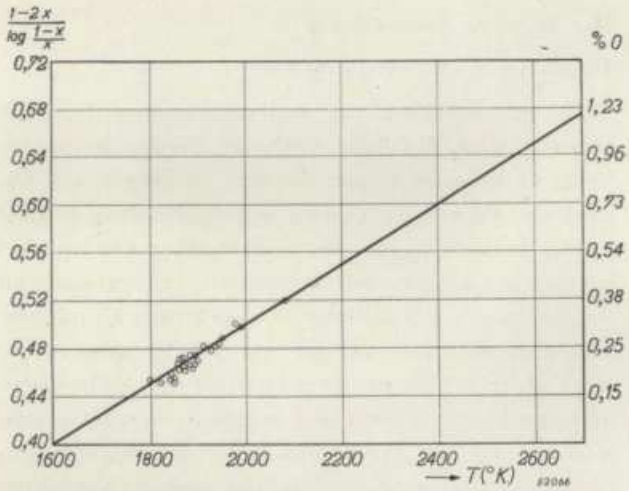


Fig. 2. De uitdrukking $(1-2x)/\log\,[(1-x)/x]$, waarin x de oplosbaarheid (als molfractie uitgedrukt) van FeO in vloeibaar ijzer aanduidt, als functie van de absolute temperatuur. Rechts in de figuur zijn de waarden van de oplosbaarheid in gew. % zuurstof bijgeschreven De theoretische rechte lijn (vergelijking (1)) wijst naar de onzichtbare oorsprong bij 0 °K. De experimentele punten (cirkeltjes) zijn aan de metingen van Chipman en Fetters (zie noot [3])) ontleend.

laat zien voldoen de metingen van Chipman en Fetters op bevredigende wijze aan deze eis. De rechte lijn in de figuur is zodanig getrokken, dat zij precies naar de onzichtbare oorsprong bij 0 °K wijst. Uit de helling van de rechte vinden we voor de constante C in (1) de waarde

$$C = 18\,300 \text{ cal.}$$

De bevredigende overeenstemming tussen theorie en experiment geeft ons het vertrouwen dat we formule (1) ook mogen gebruiken voor het berekenen van de oplosbaarheden bij hogere temperaturen. Men kan deze (berekende) oplosbaarheden direct aflezen uit fig. 2.

De oplosbaarheid van zuurstof in vast ijzer is zo klein dat zij experimenteel niet kon worden aangetoond. In fig. 1 valt de oplosbaarheidskromme samen met de t-as.

Opneming van zuurstof bij het lassen met onbeklede electroden

Daar het kookpunt van ijzer bij ca 2750 °K ligt, kan men op grond van fig. 2 verwachten, dat het neergesmolten metaal bij het lassen met onbeklede electroden steeds minder dan 1,2% zuurstof zal bevatten.

Interessant zijn in dit verband experimenten van Losana [5]). Deze onderzoeker laste met onbeklede electroden van verschillende diameters en gemaakt van verschillende staalsoorten. Gevonden werd, dat zowel het zuurstof- als het stikstofgehalte van het neergesmolten metaal groter was naarmate een dunnere electrode gebruikt werd. Bij geen enkele proef werd een gehalte lager dan 0,140% O of hoger dan 0,953% O gevonden. Wij zien dus dat de resultaten van deze experimenten niet in strijd zijn met fig. 2.

Als voorbeeld uit reeksen proeven van Losana vermelden wij in *tabel I* het gehalte aan C, Mn, Si, P, S, O en N van het neergesmolten metaal, afkomstig van laselectroden bevattende 0,10% C; 0,89% Mn; 0,17% Si; 0,015% P en 0,021% S (rest Fe).

Tabel I. Samenstelling van door Losana [5]) neergesmolten metaal bij lassen met onbeklede electroden, bevattende 0,10% C; 0,89% Mn; 0,17% Si; 0,015% P en 0,021% S.

Diam. draad mm	C %	Mn %	Si %	P %	S %	O %	N %
1	?	?	?	?	?	0,720	0,218
2	0,026	0,054	0,039	0,010	0,019	0,550	0,180
4	0,048	0,070	0,053	0,014	0,021	0,302	0,130
6	0,068	0,124	0,058	0,014	0,022	0,140	0,105

Voor een zuiverder vergelijking met de theorie zouden de experimenten eigenlijk moeten worden uitgevoerd met draad van zuiver ijzer. Bij de genoemde experimenten was de „afbrand" van C, Mn en Si weliswaar groot, maar toch lang niet volledig (zie tabel I).

Het dalen van het zuurstofgehalte bij het stijgen van de diameter van de lasdraad hangt waarschijnlijk samen met het feit dat het metaal in grotere druppels van de lasstaaf naar het werkstuk over-

[4]) Vgl. J. D. Fast, Philips Res. Rep. **2**, 205-227, 1947.

[5]) L. Losana, Metallurgia Italiana **26**, 391-403, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gaat naarmate de draad dikker is. Misschien is hierdoor de temperatuur van het overgaande metaal bij dikkere staven lager. Bovendien moeten we er rekening mede houden, dat het oplossingsevenwicht en de chemische evenwichten geen tijd hebben zich volledig in te stellen. In de volgende paragraaf zullen we aan het voorbeeld van de reactie tussen zuurstof en koolstof zien dat deze evenwichten zich bij het lassen inderdaad niet kunnen instellen.

De reactie tussen zuurstof en koolstof bij het electrisch lassen

Bij een vloeibare ijzerphase waarin geringe hoeveelheden C en FeO (resp. O) zijn opgelost, behoort in de evenwichtstoestand een gasphase bestaande uit een mengsel van CO en CO_2. Tussen de componenten in de beide phasen zijn de volgende reacties mogelijk:

$$[FeO] + [C] \rightleftarrows [Fe] + CO \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$2\,[FeO] + [C] \rightleftarrows 2[Fe] + CO_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$[FeO] + CO \rightleftarrows [Fe] + CO_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$[C] + CO_2 \rightleftarrows 2\,CO \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

waarin de vierkante haken de componenten van de homogene vloeibare phase aanduiden. Twee van deze vergelijkingen zijn echter voldoende om het evenwicht tussen de vloeibare en de gasvormige phase te beschrijven, want (4) is het verschil van (3) en (2), en (5) is gelijk aan tweemaal (2) min (3).

Gebruik makende van thermodynamische beschouwingen en van experimentele gegevens uit de literatuur, is het mogelijk de ligging der genoemde evenwichten als functie van de temperatuur van het staal te berekenen (zie het in noot [4]) aangehaalde artikel). Zonder hier op deze berekeningen in te gaan, vermelden wij in *tabel II* de evenwichtsdrukken van CO en CO_2 die bij de in tabel I vermelde C- en O-gehalten van het neergesmolten metaal zouden behoren. De berekeningen zijn uitgevoerd voor twee temperaturen, nl. 2300 °K en 2700 °K.

Tabel II. Berekende evenwichtsdrukken van CO en CO_2 (in atmosferen), behorende bij de C- en O-gehalten van tabel I.

% C	% O	2300 °K		2700 °K	
		P_{CO}	P_{CO_2}	P_{CO}	P_{CO_2}
0,026	0,550	10,4	1,23	14,3	0,75
0,048	0,302	11,3	0,79	15,3	0,47
0,068	0,140	7,7	0,26	10,3	0,15

De keuze van 2300 °K als laagste temperatuur berust op het feit, dat het hoogste zuurstofgehalte van neergesmolten metaal in tabel I, waarvan tevens het C-gehalte bekend is, 0,55% bedraagt, hetgeen volgens fig. 2 reeds met een temperatuur van het overgaande metaal van ca 2250 °K zou corresponderen, indien het evenwicht tussen vloeibaar ijzer en vloeibaar ferro-oxyde zich tijdens het neersmelten inderdaad had ingesteld. In werkelijkheid is de temperatuur waarschijnlijk hoger geweest.

Bij de berekeningen, die tot de drukken van tabel II hebben geleid, is gebruik gemaakt van extrapolaties, die fouten van 10% in de uitkomsten kunnen hebben veroorzaakt. Dit doet echter niets af aan de onmiddellijk uit tabel II te trekken conclusie dat men bij het lassen met onbeklede electroden ver van de chemische evenwichtstoestand verwijderd blijft. De $(CO + CO_2)$-druk kan immers in werkelijkheid niet meer dan een fractie van 1 atmosfeer hebben bedragen.

Dit niet bereiken van evenwichtstoestanden zal ook bij de beschouwing van beklede staven van essentieel belang blijken te zijn.

Het systeem ijzer-stikstof

Dissociatiedruk van ijzernitride

Bij de inwerking van zuurstof op ijzer bij hoge temperaturen konden, zoals we hierboven zagen, verzadigde oplossingen worden verkregen bij O_2-drukken die ver b e n e d e n de partiële druk van dit gas in de lucht liggen. Bij de inwerking van stikstof is juist het omgekeerde het geval: de toestand van verzadiging wordt bij hoge temperaturen zowel voor vloeibaar als voor vast ijzer pas bij N_2-drukken bereikt die ver b o v e n de partiële druk van dit gas in de lucht liggen. Voor vloeibaar ijzer is het als gevolg hiervan nog niet gelukt om de verzadigingsconcentraties te bereiken. Wel heeft men, zoals we nog zullen zien, de concentraties kunnen bepalen die zich bij een N_2-druk van 1 atm instellen.

Voor α-ijzer [6]) kon de toestand van verzadiging worden bereikt door een kunstgreep toe te passen. Deze bestaat hierin dat men niet N_2, maar mengsels van NH_3 en H_2 op het ijzer laat inwerken. Het overschrijden van de oplosbaarheidsgrens blijkt experimenteel uit de vorming van een nieuwe phase (het nitride Fe_4N), waarvan de dissociatiedrukken bij verschillende temperaturen natuurlijk overeenstemmen met de evenwichtsdrukken van de verzadigde oplossingen van stikstof in ijzer. Deze dissociatiedrukken kunnen, zoals we hieronder zullen zien, worden berekend en zullen ons in staat stellen om een bovenste grens van de oplosbaarheid

[6]) Men noemt α-ijzer de beneden 910 °C stabiele, ruimtelijk gecentreerde modificatie. De tussen 910 °C en 1400 °C stabiele modificatie, die vlakkengecentreerd is, noemt men γ-ijzer. Tussen 1400 °C en de smelttemperatuur (1540 °C) is weer de ruimtelijk gecentreerde modificatie stabiel, die nu δ-ijzer wordt genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van stikstof in α-ijzer te berekenen. Wij zullen ook zien (tabel III) dat meer directe bepalingen van de ligging der in *fig. 3* schematisch aangegeven oplosbaarheidslijn AC zeer uiteenlopende waarden geven.

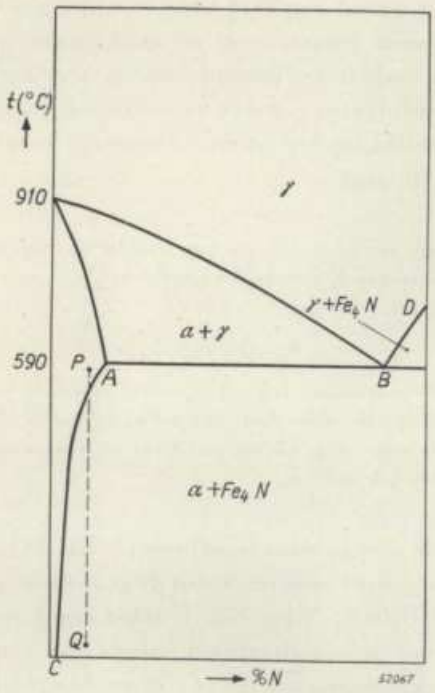


Fig. 3. Gedeelte van het toestandsdiagram van het systeem ijzer-stikstof, schematisch voorgesteld. Hierin duiden α en γ α-ijzer resp. γ-ijzer aan. De oplosbaarheidskromme van stikstof in vast ijzer is gegeven door de lijnen CA en BD.

De verklaring waarom NH_3 zoveel werkzamer is dan N_2, ligt in het feit dat het evenwicht

$$8\ Fe + 2\ NH_3 \rightleftarrows 2\ Fe_4N + 3\ H_2 \quad . \ . \ . \quad (6)$$

zich betrekkelijk snel instelt, terwijl daarentegen de reacties

$$N_2 + 3\ H_2 \rightleftarrows 2\ NH_3 \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (7)$$

en

$$2\ Fe_4N \rightleftarrows 8\ Fe + N_2 \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (8)$$

slechts zeer langzaam verlopen. Verhitten we bijv. NH_3 gedurende lange tijd op 500 °C, dan ontleedt het bijna geheel in waterstof en stikstof aangezien in het stoechiometrische gasmengsel in de evenwichtstoestand bij 500 °C en 1 atm slechts 0,12 vol % NH_3 aanwezig is. Verhitten we echter ijzer op 500 °C in een stroom van $NH_3 + H_2$, dan kunnen we de gassnelheid gemakkelijk zo groot kiezen, dat het percentage NH_3 slechts zeer weinig daalt. Het ijzer reageert dan met een mengsel van NH_3 en H_2, dat met zeer grote stikstofdrukken in de evenwichtstoestand correspondeert. Om dit te demonstreren vermelden wij, dat de constante van reactie (7),

$$K_{NH_3} = \frac{p^2_{NH_3}}{p_{N_2} \cdot p^3_{H_2}}, \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (9)$$

bij 500 °C $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ bedraagt. Een gasmengsel 70 vol % NH_3 + 30 vol % H_2 van 1 atm correspondeert dus bij 500° C met een stikstofdruk

$$p_{N_2} = \frac{10^5}{1{,}5} \cdot \frac{(0{,}7)^2}{(0{,}3)^3} = 1{,}2 \cdot 10^6 \text{ atm},$$

een mengsel 98% NH_3 + 2% H_2 zelfs met een stikstofdruk van ca $8 \cdot 10^9$ atm [7]).

Leidt men over ijzer bij 500 °C mengsels van NH_3 en H_2 van variërende samenstelling, dan begint een vorming van Fe_4N op te treden, zodra het gehalte aan NH_3 boven 20 vol % stijgt. De reactie verloopt in omgekeerde richting zodra het gehalte aan NH_3 beneden 20% daalt. Substitueren we nu $p_{H_2} = 0{,}8$ en $p_{NH_3} = 0{,}2$ in (9) dan vinden we dat $p_{N_2} \approx 5200$ atm. Wegens (7) en (8) betekent dit, dat ook de dissociatiedruk van Fe_4N in evenwicht met Fe ca 5200 atm N_2 bij 500 °C bedraagt.

Op dezelfde wijze kan de dissociatiedruk voor andere temperaturen worden bepaald en uit de beschikbare experimentele gegevens leiden we het volgende verband af tussen de dissociatiedruk van Fe_4N (in evenwicht met Fe) en de absolute temperatuur:

$$\log p = -\frac{1760}{T} + 5{,}99 \quad . \ . \ . \ . \quad (10)$$

Volgens deze formule bedraagt de dissociatiedruk bij 20 °C reeds ca 1 atmosfeer. De bij metallografen zo bekende Fe_4N-naalden in staal zouden dus spontaan moeten ontleden; zij danken hun voortbestaan slechts aan de traagheid van deze ontleding. Het is hiermede evenzo gesteld als met ijzercarbide (cementiet) Fe_3C, dat in ijzer-koolstoflegeringen eigenlijk spontaan zou moeten ontleden in ijzer en grafiet, maar dit niet met een merkbare snelheid doet.

Oplosbaarheid van stikstof in vast ijzer

Sommige onderzoekers verstaan onder de oplosbaarheid van stikstof in ijzer niet dat wat wij in overeenstemming met de klassieke definitie [8]) in het voorafgaande hebben verstaan, maar de hoeveelheid stikstof die het metaal in evenwicht met stikstof van 1 atm bevat. Wij hebben echter gezien dat de ware oplosbaarheid bijv. bij 500 °C met een druk van ca 5200 atm correspondeert. Om nu,

---

[7]) Natuurlijk zijn deze getallen niet exact, daar verg. (9) slechts streng geldt zolang de gassen zich als ideale gassen gedragen. Beter zou zijn om hier het woord „stikstofdruk" door „stikstofactiviteit" te vervangen.

[8]) Deze luidt: de oplosbaarheid is de hoeveelheid die maximaal kan worden opgenomen zonder dat zich een nieuwe phase begint te vormen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zoals de bedoelde onderzoekers, over de oplosbaarheid bij een bepaalde stikstofdruk te kunnen spreken zonder verwarring te stichten, zullen we de (ware) oplosbaarheid die dus in het toestandsdiagram in fig. 3 door de lijnen *CA* en *BD* is aangegeven, voortaan de maximale oplosbaarheid noemen.

Slechts over de oplosbaarheid van stikstof in vast ijzer bij een druk van 1 atm zijn betrouwbare gegevens beschikbaar en wel die van Sieverts en zijn medewerkers [9]). De resultaten van hun metingen worden weergegeven door *fig. 4*.

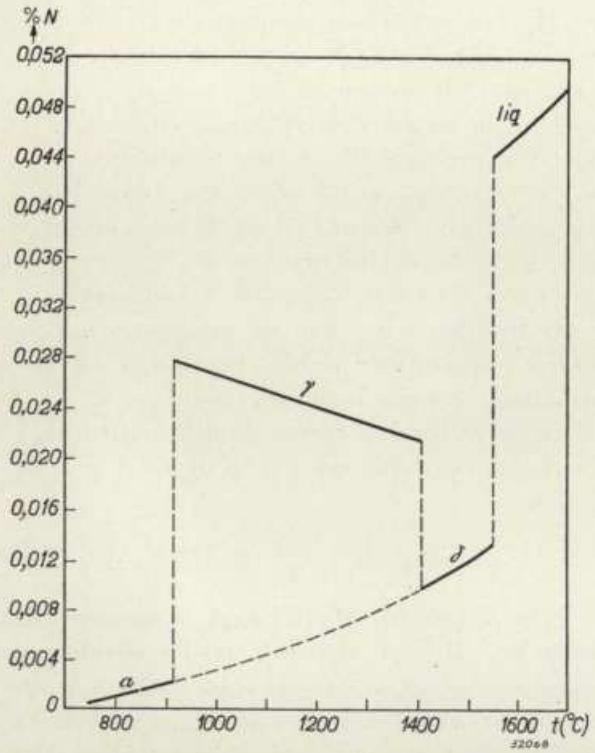


Fig. 4. Oplosbaarheid van stikstof in ijzer bij 1 atm stikstofdruk als functie van de temperatuur. De krommen zijn getekend voor vast ijzer op grond van de meetresultaten van Sieverts en medewerkers (zie noot [9])) en voor vloeibaar ijzer op grond van de meetresultaten van Kootz (zie noot [14])). Het dient vermeld te worden dat voor vloeibaar ijzer verschillende onderzoekers verschillende waarden vinden. Zo is bijv. volgens Chipman en Murphy (Trans. A.I.M.E. **116**, 179-196, 1935) de waarde van de oplosbaarheid vlak boven het smeltpunt ca 10% lager en volgens Sieverts zelfs ca 30% lager.

De oplosbaarheid in α-ijzer bedraagt volgens Sieverts 0,002 gew. % bij 890 °C en 0,0004 gew. % bij 750 °C. De evenwichten stellen zich bij deze betrekkelijk lage temperaturen zo langzaam in, dat de genoemde waarden minder betrouwbaar zijn dan die voor γ- en δ-ijzer (vgl. noot [6])). Nu vormen de ijzeratomen zowel in α- als in δ-ijzer een kubisch ruimtelijk gecentreerd rooster en men moet daarom verwachten, dat door de punten van α- en δ-ijzer één vloeiende kromme kan worden getrokken. Dit blijkt inderdaad het geval te zijn (zie stippellijn in fig. 4) en verhoogt de betrouwbaarheid van de punten voor α-ijzer. De oplosbaarheid in de tussen 910 °C en 1400 °C stabiele γ-phase en de oplosbaarheid in vloeibaar ijzer zijn volgens fig. 4 belangrijk groter dan die in α- (δ)-ijzer.

Om nu op grond van deze experimentele gegevens iets te kunnen zeggen over de maximale oplosbaarheden, zullen we gebruik maken van het feit dat de concentratie van een twee-atomig gas in een metaal meestal bij benadering evenredig is met de wortel uit de druk.

Dit kan men aan het voorbeeld van stikstof als volgt inzien. De reactieconstante K van de dissociatie $N_2 \rightleftarrows 2N$ in de gasphase wordt gegeven door

$$K = p_N^2/p_{N_2}.$$

De druk van de atomaire stikstof p_N is dus evenredig met de wortel uit die van de moleculaire stikstof p_{N_2}. Daar de concentratie van de stikstof in het metaal klein is, is zij evenredig met p_N en dus ook met $\sqrt{p_{N_2}}$.

Nu is de temperatuurcoëfficient van de oplosbaarheid in α-ijzer positief, zodat de genoemde oplosbaarheid 0,0004% N bij 750 °C zeker een bovenste grens is voor de oplosbaarheid (steeds bij 1 atm) bij temperaturen lager dan 750 °C. Voor de oplosbaarheid C (in gew. % N) bij een andere druk geldt dus

$$C < 0{,}0004 \sqrt{p_{N_2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Een bovenste grens van de maximale oplosbaarheid vinden we dan onmiddellijk door hierin voor p_{N_2} de dissociatiedruk van Fe_4N in te vullen, zoals deze uit (10) wordt berekend. Wil men deze slechts als hulpgrootheid optredende druk vermijden, dan kan men ook direct de formules (9) en (11) combineren en schrijven

$$C_{max} < \frac{0{,}0004\ p_{NH_3}}{\sqrt{K_{NH_3} \cdot p_{H_2}^3}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

waarin p_{NH_3} en p_{H_2} de partiële drukken van NH_3 en H_2 in het gasmengsel van 1 atm zijn waarbij de maximale oplosbaarheid bereikt wordt en de vorming van Fe_4N begint.

We vinden zo de in *tabel III*, kolom 2, vermelde waarden voor de bovenste grens van de maximale oplosbaarheid.

De experimenteel gevonden waarden van de maximale oplosbaarheid vertonen bij de verschillende onderzoekers, zoals men uit kolom 3 van deze tabel ziet, een zeer slechte overeenstemming. Merkwaardigerwijze stemmen onze berekende waarden vrijwel geheel overeen met de experimentele waar-

[9]) A. Sieverts, G. Zapf en H. Moritz, Z. physik. Chem. A **183**, 19-37, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel III. Voor verschillende temperaturen berekende waarde van de bovenste grens van de maximale oplosbaarheid van stikstof in α-ijzer en de experimentele waarden van de maximale oplosbaarheid volgens verschillende onderzoekers.

Temp. (in °C)	Maximale oplosbaarheid (in gew. %)			
	berekend (bovenste grens)	gemeten		
590	0,040	0,5 [10])	0,42 [11])	0,13 [12])
550	0,035			0,05 [12])
500	0,030			
450	0,025		0,32 [11])	
400	0,020			0,02 [13])
300	0,010			0,01 [13])
200	0,005			0,005 [13])
100	0,002			0,001 [13])
20	0,0004			

den van Köster [13]). Zelfs de laagste waarden uit de literatuur moeten dus waarschijnlijk nog als een bovenste grens worden beschouwd.

Oplosbaarheid van stikstof in vloeibaar ijzer en opneming van dit element bij het lassen met onbeklede electroden

In het voorafgaande hebben wij slechts aandacht geschonken aan de oplosbaarheid van stikstof in vast ijzer. Om te beoordelen hoeveel stikstof maximaal tijdens het lasproces zou kunnen worden opgenomen, zouden we de oplosbaareid moeten kennen van stikstof in vloeibaar ijzer. Daar het lassen gewoonlijk in lucht, bij een druk van 1 atm, geschiedt en de partiële druk van stikstof dan ca 0,8 atm bedraagt, is de oplosbaarheid bij 0,8 atm stikstofdruk voor ons van bijzonder belang.

De oplosbaarheid van stikstof in vloeibaar ijzer bij 1 atm stikstofdruk is door verschillende onderzoekers bepaald. De hoogste en misschien de meest betrouwbare waarden werden gevonden door Kootz [14]). De oplosbaarheid $C_{1\,atm}$ bij 1 atm kan als functie van de absolute temperatuur T op grond van zijn metingen goed worden weergegeven door de formule:

$$\log C_{1\,atm}\,(\text{in gew. \% N}) = -\frac{1170}{T} - 0{,}715 \quad . \quad (13)$$

Vullen we hier voor T de kooktemperatuur van ijzer, ca 2750 °K in, dan vinden we een stikstofgehalte van 0,072%. Nemen we verder in aanmerking dat de stikstofdruk slechts 0,8 atm bedraagt, dan moet deze waarde worden verminderd tot $0{,}072\sqrt{0{,}8} = 0{,}065\%$. Voor $T < 2750$ °K zouden nog kleinere oplosbaarheden uit verg. (13) volgen.

Nu tonen de metingen van Losana (zie tabel I) en ook die van andere onderzoekers aan, dat bij het lassen met onbeklede electroden hoeveelheden stikstof kunnen worden opgenomen die drie tot vier maal zo groot zijn als de maximale met verg. (13) verenigbare hoeveelheid (0,065%).

Wij hebben echter bij onze berekening stilzwijgend aangenomen dat het vloeibare ijzer in contact is met stikstof van dezelfde temperatuur. In werkelijkheid is dat zeker niet het geval, want alle beschikbare experimentele gegevens wijzen er op, dat in de lasboog temperaturen van minstens 6000 °K bereikt worden. Bij deze temperatuur is de concentratie van atomaire stikstof in de gasphase reeds ca 10^5 maal zo groot als bij het kookpunt van ijzer [15]). Houden we hiermede rekening, dan verbazen we ons veeleer dat bij het lassen met onbeklede electroden niet nog een veel groter stikstofgehalte wordt verkregen. Zoals wij in hetgeen volgt zullen zien, wordt bij het neersmelten ook inderdaad meer opgenomen, maar gedeeltelijk weer afgestaan bij het afkoelen en stollen.

Schadelijke werkingen van zuurstof en stikstof

Porositeit

Zoals wij reeds vermeldden, worden bij lassen met onbeklede electroden zeer poreuse rupsen verkregen. In de literatuur vindt men overal vermeld, dat dit veroorzaakt wordt door de vorming van CO als gevolg van de reactie tussen de bij het lassen opgenomen zuurstof en de steeds in technisch ijzer en staal aanwezige koolstof.

Onze voorgaande beschouwingen deden vermoeden, dat dit slechts de halve waarheid is en dat ook stikstof als veroorzaker van porositeit moet worden beschouwd. Om dit te onderzoeken, bereidden wij ijzer dat geheel vrij was van koolstof. Van dit ijzer werden platen van 10 mm dikte en staven van 4 mm diameter gemaakt. Met de koolstofvrije staven werden vervolgens lasrupsen gelegd op de koolstofvrije platen en deze bleken, in overeenstemming met de verwachting, bijna even poreus te zijn als bij gebruik van normale technische draad en plaat met ca 0,1 % C.

Behalve de vorming van CO is er dus een andere oorzaak voor het optreden van porositeit, en er mag worden aangenomen dat deze het vrijkomen van een gedeelte van de opgeloste stikstof is.

[10]) A. Fry, Stahl und Eisen **43**, 1271-1279, 1923.
[11]) O. Eisenhut en E. Kaupp, Z. Elektrochem. **36**, 392-404, 1930.
[12]) D. Séférian, Etude de la formation des nitrures de fer par fusion et du système fer-azote. Paris 1935.
[13]) W. Köster, Arch. Eisenhüttenwes. **3**, 637-658, 1930.
[14]) T. Kootz, Arch. Eisenhüttenwes. **15**, 77-82, 1941.
[15]) J. D. Fast, Philips Res. Rep. **2**, 382-399, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Mechanische sterkte

De mechanische sterkte van lassen wordt zeer vaak beoordeeld door het meten van de zg. kerfslagtaaiheid, d.i. de arbeid die nodig is om een balkvormig staafje van bepaalde afmetingen, waarin een bepaalde kerf is aangebracht, met één slag in twee helften te breken.

De mechanische sterkte van de met onbeklede staven gelegde lassen is, als gevolg van de grote porositeit en het hoge gehalte aan zuurstof en stikstof (zie tabel I), zo gering dat het meten van de kerfslagtaaiheid hier nauwelijks zin heeft. Wij zullen in een volgend artikel zien, dat bij lassen met moderne beklede staven weliswaar veel geringere, maar toch nog betrekkelijk hoge zuurstof- en stikstofgehalten worden verkregen, en wel variëren de stikstofgehalten bij gebruik van verschillende typen staven van ca 0,005% tot ca 0,033% en de zuurstofgehalten van ca 0,03 tot ca 0,12%. Hierbij blijkt een lager stikstofgehalte steeds gepaard te gaan met een lager zuurstofgehalte en een grotere kerfslagtaaiheid. Doordat de zuurstof- en stikstofgehalten in dezelfde richting veranderen, is het niet mogelijk om uit metingen aan lassen uit te maken, welke invloed beide elementen afzonderlijk op de kerfslagtaaiheid hebben.

Wij hebben daarom reeksen experimenten uitgevoerd, waarbij ijzer van de samenstelling der onbeklede electroden door enkele malen hoogfrequent smelten in zuiver argon van zuurstof en stikstof werd bevrijd; vervolgens werden er bekende hoeveelheden van steeds slechts één verontreiniging (nl. stikstof of zuurstof) aan toegevoegd [16]). Uit deze onderzoekingen bleek, dat stikstof tot het genoemde gehalte van 0,033% geen invloed heeft op de waarde van de kerfslagtaaiheid, terwijl daarentegen deze waarde geleidelijk daalt bij stijging van het zuurstofgehalte tot de vermelde waarde van 0,12%.

De experimenten wijzen er voorts op, dat de grote invloed van zuurstof op de kerfslagtaaiheid berust op het feit dat dit element als oxyde aanwezig is dat zich gedeeltelijk langs de kristalgrenzen bevindt. Als gevolg hiervan treedt gemakkelijk breuk tussen de kristallen op.

Veroudering

Zowel na snel koelen als na mechanisch bewerken kan staal in een onstabiele toestand verkeren, waarin zijn hardheid vanzelf langzaam toe- en zijn taaiheid langzaam afneemt. Men spreekt dan van „veroudering", en wel in het eerste geval van „afschrikveroudering", in het tweede geval van „vervormingsveroudering". Deze processen kunnen versneld worden door een verwarming tot 100 of 200 °C.

Vooral het verouderen na het mechanisch bewerken is technisch zeer belangrijk en heeft vele pennen in beweging gebracht. Vele onderzoekers schrijven deze vervormingsveroudering toe aan de aanwezigheid van zuurstof, vele anderen echter aan de aanwezigheid van stikstof. De oorzaak van deze controverse is weer, dat de experimenten werden uitgevoerd met technische staalsoorten, die zowel zuurstof als stikstof bevatten.

Door het verschijnsel te bestuderen aan in dit laboratorium vervaardigde hoeveelheden ijzer en staal die niet beide verontreinigingen tegelijk bevatten, bleek het mogelijk tot het ondubbelzinnige resultaat te komen dat zuurstof geen vervormingsveroudering veroorzaakt, stikstof daarentegen wel.

Dit hangt blijkbaar samen met het feit dat stikstof wel een zekere oplosbaarheid in α-ijzer heeft (een oplosbaarheid die met de temperatuur afneemt), terwijl zuurstof niet of practisch niet oplosbaar is in α-ijzer (vgl. fig. 1 en 3). Men kan daardoor gemakkelijk oververzadigde oplossingen van stikstof in α-ijzer verkrijgen, bijv. bij snel koelen van P tot Q in fig. 3. Is de oververzadiging groot, dan kan een spontane precipitatie van fijn verdeeld Fe_4N optreden (afschrikveroudering). Is de oververzadiging slechts gering (bijv. na betrekkelijk langzaam koelen), dan kan men zich voorstellen dat een mechanische bewerking nodig is om de precipitatie in te leiden (vervormingsveroudering). Ook bestaat de mogelijkheid dat in het laatste geval niet zozeer aan een precipitatie van een nieuwe phase als wel aan het optreden van concentratieveranderingen in de homogene oplossing moet worden gedacht, die de vervormbaarheid ongunstig beïnvloeden.

Zoals tabel III leert, bedraagt de oplosbaarheid van stikstof in α-ijzer bij kamertemperatuur maximaal enkele tienduizendsten procent en wij mogen dus verwachten dat reeds zeer geringe hoeveelheden stikstof verouderingsverschijnselen kunnen veroorzaken. Dit is in overeenstemming met onze experimenten.

Nuttige werkingen van zuurstof en stikstof

Warmte-overdracht

Wyer [17]) heeft er de aandacht op gevestigd dat niet alleen bij lassen in waterstof, maar ook bij lassen in de lucht de warmte-overdracht aan het metaal in hoge mate bepaald wordt door de dissociatie van het gas in de boog.

De dissociatie van de zuurstof en stikstof vereist

[16]) J. D. Fast, Philips Res. Rep., verschijnt binnenkort.

[17]) R. F. Wyer, Gen. Electr. Rev. 42, 170-172, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

veel energie en daardoor stelt zich een potentiaalverval in de boog in, dat groot is in vergelijking met dat in een eenatomig gas. De atomen recombineren grotendeels op de oppervlakken der electroden en geven daarbij hun dissociatie-energie weer af.

Overgang van het metaal

Van fundamenteel belang is de invloed die zuurstof in combinatie met koolstof heeft op de overgang van het metaal van de lasstaaf naar het werkstuk.

Het is op het eerste gezicht altijd vreemd dat het ook mogelijk is om „boven het hoofd" te lassen, waarbij de druppeltjes dus tegen de zwaartekracht in naar boven worden „gespoten". Door verschillende onderzoekers is er reeds op gewezen dat een van de factoren die hierbij een rol speelt, de ontwikkeling van gassen tijdens het smelten van het metaal is.

Om meer licht te brengen in deze kwestie, hebben wij enkele experimenten uitgevoerd met draad van 4 mm diameter van het hierboven reeds genoemde geheel koolstofvrije ijzer. Het bleek niet mogelijk te zijn om met onbeklede electroden van deze soort „boven het hoofd" te lassen. Wel vormden zich druppels aan het uiteinde van de electrode, maar deze vielen gewoon langs de staaf naar beneden. De proeven werden herhaald met hetzelfde soort ijzer waaraan echter 0,1% C was toegevoegd. Met dit staal kon wèl een metaalovergang in opwaartse richting worden verkregen.

We zagen hiervóór reeds (tabel I), dat bij lassen met onbeklede electroden het C-gehalte tot zeer lage waarden daalt als gevolg van de reactie met zuurstof. De hierboven beschreven proeven wekken de indruk dat deze reactie tot kleine explosies in het afsmeltende metaal aanleiding geeft, waardoor de druppels met kracht worden weggeslingerd.

De beschreven experimenten wijzen er op, dat eventuele andere drijvende krachten, die naast de CO-ontwikkeling kunnen optreden en die door Sack [18]) in dit tijdschrift zijn opgesomd, geen belangrijke rol spelen. Deze andere krachten moeten hun invloed nl. ook doen gelden bij het lassen met koolstofvrije draad, maar blijken dan niet in staat te zijn om de metaalovergang tegen de zwaartekracht in te doen plaatsvinden.

[18]) J. Sack, Philips techn. T. 4, 9-15, 1939.

Technisch uitvoerbaar is het „boven het hoofd" lassen met onbeklede electroden overigens nauwelijks (afgezien van de reeds genoemde bezwaren aan het lassen met onbeklede electroden verbonden), omdat door het ontbreken van een „kelk" ook veel metaal zijdelings wordt weggeslingerd. Bovendien zijn de viscositeit en de oppervlaktespanning van het verkregen vloeibare metaal door het hoge zuurstofgehalte laag, waardoor het metaal gemakkelijk uit de poel naar beneden druipt.

Is inderdaad de CO-ontwikkeling in het metaal de drijvende kracht bij het lassen met onbeklede electroden, dan moet niet alleen de afwezigheid van koolstof (zelfs bij aanwezigheid van zuurstof), maar ook de afwezigheid van zuurstof (zelfs bij aanwezigheid van koolstof) de eigenlijke laswerking opheffen. Inderdaad bleek dit het geval te zijn bij proeven van Doan en Smith [19]). Zij lasten met onbeklede staven in verschillende gasatmosferen. In helium, argon en stikstof vallen de druppels ogenschijnlijk alleen onder de werking van de zwaartekracht naar beneden. De boog heeft geen blaaswerking en er vormt zich geen laskrater (d.i. een elliptische depressie in de gesmolten of gestolde poel onder het uiteinde van de electrode). De inbranding is dientengevolge gering. Reeds de toevoeging van een paar procent zuurstof aan het inerte gas was voldoende om het lassen normaal te doen plaats vinden. De druppels worden dan met kracht weggeslingerd; er treedt kratervorming en normale inbranding op.

Ook bij lassen met beklede electroden vervult de ontwikkeling van gassen een essentiële functie bij de metaalovergang. Bij de beste beklede staven ontstaan deze gassen echter niet door de reactie tussen zuurstof en in het metaal aanwezige koolstof, aangezien de bekleding hier juist een bescherming biedt tegen deze oxydatie. Het ontwikkelen van gassen moet dan plaats vinden in de bekleding en behoort, zoals we in een volgend artikel zullen zien, tot de belangrijkste taken van de bekleding.

[19]) G. E. Doan en M. C. Smith, Welding J. 19, 110s-116s, 1940.

Rectificatie

In het artikel van W. Tak, Het meten van de nagalmtijd volgens de methode met exponentieel aangroeiende versterking, in het vorige nummer van dit tijdschrift, leze men in formule (2), blz. 371, 6,9 in plaats van 13,8.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1737: J. L. Snoek: Gyromagnetic resonance in ferrites (Nature, London, **160**, 90, 1947, 19 Juli).

In polykristallijne magnetische ferrieten van grote homogeniteit, die door schrijver en medewerkers zijn geprepareerd, stijgt de tangens van de verlieshoek (δ) tussen B en H bij ongeveer 10 Mper/sec van waarden $< 0{,}01$ tot waarden > 1. Tegelijkertijd daalt de permeabiliteit tot zeer lage waarden. De resultaten worden vergeleken met de theorie van Landau en Lifschitz betreffende in een ferromagnetisch diëlectricum te verwachten gyromagnetische resonantie, indien de frequentie van het uitwendige veld overeenstemt met de praecessiefrequentie van de spin-vectoren rondom het inwendige veld. Het model van Landau gaat uit van een eenkristal en het uitwendige veld staat loodrecht op het kristalveld. Volgens Landau is

$$\frac{\chi_t \cdot f_h}{I_{max}} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \frac{e}{mc} = 4 \cdot 10^6 \text{ per/sec} \cdot \text{oersted}$$

(χ_t = transversale susceptibiliteit, f_h = frequentie waarbij het reële deel van de susceptibiliteit op de helft is gedaald, I_{max} = verzadigingsmagnetisatie), terwijl voor het polykristallijne materiaal werd gevonden $1{,}75 \cdot 10^6$ per/sec·oersted. De overeenstemming in orde van grootte tussen theorie en experiment rechtvaardigt de conclusie dat de snelle daling van de permeabiliteit bij ferrieten bij hoge frequenties het gevolg is van gyromagnetische resonantie ten opzichte van richtingen die door het inwendige veld zijn bepaald.

1738: E. J. W. Verwey en E. L. Heilmann†: Physical properties and cation arrangement of oxides with spinel structures. I. Cation arrangement in spinels (J. Chem. Phys. **15**, 174-180, 1947, No. 4).

Voor de inhoud van dit artikel vergelijke men: E. J. W. Verwey, P. W. Haayman en E. L. Heilmann†, Philips techn. T. **9**, 186-191, 1947 (No. 6).

1739: E. J. W. Verwey, P. W. Haayman en F. C. Romeyn: Physical properties and cation arrangement of oxides with spinel structure II. Electronic conductivity (J. Chem. Phys. **15**. 181-187, 1947, No. 4).

Voor de inhoud van dit artikel vergelijke men: E. J. W. Verwey, P. W. Haayman en F. C Romeyn, Philips techn. T. **9**, 239-248, 1947 (No. 8).

1740: A. H. W. Aten Jr.: Activation of hafnium with neutrons (Science **105**, 386, 1947, 11 April).

Met langzame neutronen wordt in Hf een periode van 20 sec gevonden; met snelle neutronen perioden van 20 sec, 10 min en zes uren. Daar de stabiele isotopen van Hf zijn: 174, 176, 177, 178, 179, 180, werd de tweede periode oorspronkelijk toegeschreven aan Hf 175. De resultaten worden vergeleken met die van Flammersfeld; een isomere vorm van 176, 177, 178 of 179 schijnt nu waarschijnlijker. De gevonden periode van 20 sec kan dienen om Hf als verontreiniging in Zr qualitatief te bepalen, terwijl de lange perioden van Zr gebruikt kunnen worden voor de bepaling van Zr als verontreiniging van Hf.

1741: J. A. Keverling Buisman, W. Stevens en J. van der Vliet: Investigations on sterols. I. A new synthesis of 7-dehydrocholesterol (provitamin D) (Rec. Trav. Chim. Pays-Bas **66**, 83-92, 1947, No. 1/2).

Een nieuwe synthese van 7-dehydrocholesterol (provitamine D_3) uit cholesterol wordt beschreven, die een hogere opbrengst geeft dan de bekende synthese van Windaus. De synthese wordt uitgevoerd via een 7-bromocholesterylester, waarvan HBr wordt afgesplitst met als resultaat een ester van 7-dehydrocholesterol.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!